Oberlin College Library
SEP 27 1946

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 10.80 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.00 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 15.00, im Ausland RM 22.00. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet. Alle Manuskripte und damit zusammenhängenden Anschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Allgemeine Mitteilungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 13/15 — Ausgegeben im Januar 1945 — Nr. 1145/47. Printed in Germany — 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

P. Jordan, Über die Entstehung der Sterne. II. Veränderliche Sterne. S. 233—244.

E. Justi, Turbulent wassergekühlte Hochleistungs-Elektromagneten. I. S. 244—258.

F. G. Houtermans, Über eine halbempirische Beziehung zwischen der Ergiebigkeit einer Neutronenquelle und der maximal erreichbaren Dichte langsamer Neutronen in einem wasserstoffhaltigen Medium. S. 258—264.

K. G. Zimmer, Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen. I. S. 265—267.

H. Hermann, Ein Kapillaritätsversuch. Mit Tafel II. S. 268—273.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^{h}\ 40^{min}$ für September und Oktober 1944. S. 273.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1944/45. S. 274—282.

Besprechungen: S. 282.

Neuerscheinungen: S. 283

Veranstaltungen: S. 284.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Reprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A. The quality of this reprint is determined by the printing and paper in the original. Office of Alien Property Custodian.
Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER*

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 13–15 | 1. Januar 1945 | Redaktionsschluß für Nr. 16–18 am 15. Januar 1945 | 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

P. Jordan, Über die Entstehung der Sterne. II. Veränderliche Sterne. S. 233.

E. Justi, Turbulent wassergekühlte Hochleistungs-Elektromagneten. I. S. 244.

F. G. Houtermans, Über eine halbempirische Beziehung zwischen der Ergiebigkeit einer Neutronenquelle und der maximal erreichbaren Dichte langsamer Neutronen in einem wasserstoffhaltigen Medium. S. 258.

K. G. Zimmer, Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen. I. S. 265

H. Hermann, Ein Kapillaritätsversuch. S. 268. Mit Tafel II.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h 40^{min}$ für September und Oktober 1944. S. 273.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1944/45. S. 274.

Besprechungen. S. 282.

Nachrichten. S. 283.

Vorankündigungen. S. 284.

Copyright © 2000 EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A. The quality of this reprint is determined by the printing and paper in the original copy used. Published by J. W. EDWARDS, PUBLISHER, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

ABHANDLUNGEN

Über die Entstehung der Sterne

II. Veränderliche Sterne

Von P. Jordan

Zusammenfassung

Bei Zugrundelegung der in I entwickelten Vorstellungen wird die Gesamtheit der empirischen Tatsachen betreffs der verschiedenen Arten veränderlicher Sterne mindestens qualitativ verständlich, wenn man zusätzlich ein gewisses Postulat einführt – bzw. als durch die astrophysikalische Erfahrung unmittelbar begründet anerkennt –, welches sich auf das thermodynamische Verhalten dichter Materie (Kerndichte) bezieht. Dabei werden insbesondere die Cepheiden gedeutet als Gaskugeln mit einem kleinen pulsierenden Zentralkörper von Kerndichte. Außer der Beseitigung der bekannten ungelösten Schwierigkeiten der Cepheidentheorie ergibt sich eine Aufklärung der bisher ganz unverständlichen Einzelbefunde Guthnicks. Das erwähnte Postulat ergibt sich als Folgerung, wenn man die Hauptsätze der Thermodynamik durch ein weiteres Prinzip ergänzt, welches einen Einfluß der Elementarlänge auf die Thermodynamik hoher Temperaturen zum Ausdruck bringt, ähnlich, wie der Nernstsche Wärmesatz den Einfluß des Wirkungsquantums auf die Thermodynamik tiefer Temperaturen kennzeichnet.

§ 1. Einleitung. Die in I. vorgetragene Theorie soll im folgenden näher ausgeführt werden durch Erörterung der Sternentwicklung, unter besonderer Beachtung der veränderlichen Sterne (§§ 2–4). Die diesbezüglichen Fragen rücken angesichts der neuartigen Vorstellungen, von denen wir ausgehen, in ein ganz neues Licht. Es ergibt sich, daß die Hauptzüge unseres Wissens von den veränderlichen Sternen mindestens qualitativ verständlich werden, wenn man sich entschließt, eine gewisse Hypothese einzuführen, welche sich auf das thermodynamische Verhalten sehr dichter Materie (annähernd Kerndichte) bezieht. Wir postulieren: Dichte Materie kann unter Umständen bei adiabatischer Ausdehnung Temperaturzunahme zeigen.

Umgekehrt kann diese Behauptung als eine kaum zu umgehende unmittelbare Folgerung aus der Erfahrung bezeichnet werden. Der merkwürdige Vorgang einer adiabatischen Ausdehnung mit Temperaturzunahme wird uns nämlich durch die δ-Cephei-Sterne ständig vorgeführt (§ 3); und die hier als Guthnickeffekt bezeichnete Erscheinung läßt empirisch erkennen, daß sich dabei der eigentliche Primärvorgang in Materie hoher Dichte abspielen muß (§ 4). Ergänzend können wir auch die Novaexplosionen als unmittelbare Zeugen heranziehen. Die Deutung eines solchen Vorgangs als das Gegenteil einer Explosion, nämlich als gravitationsbedingter Zusammenbruch von Sternmaterie, muß abgelehnt werden (§ 2). Für das Zustandekommen echter Explosionen von Sternen ist aber bislang

noch kein Erklärungsgrund erdacht, und schwerlich erdenkbar, solange man nicht den in obiger Hypothese postulierten explosiven Charakter dichter Materie zu Hilfe nimmt: Wenn auch in terrestrischen Verhältnissen die Explosion etwa einer Sprengladung ein sehr alltäglicher Vorgang ist, so kann diese Analogie doch keineswegs Explosionen der astrophysikalisch bekannten Ausmaße verständlich machen. Die Schwierigkeit liegt dabei nicht so sehr in den Beträgen der frei werdenden Energie, als in der langdauernden Zurückhaltung dieser Energie bis zu ihrem plötzlichen Ausbruch.

Die Möglichkeit, das obige hypothetische Postulat aus unserem bisherigen kernphysikalischen und quantenstatistischen Wissen deduktiv abzuleiten, muß freilich bezweifelt werden. Es handelt sich aber hier ausgesprochenermaßen um Effekte aus der Physik der Elementarlänge, so daß für Hypothesen noch Raum vorhanden ist. Immerhin soll gezeigt werden (§ 5), daß unser Postulat trotz seiner Merkwürdigkeit den drei Hauptsätzen der Thermodynamik nicht widerspricht, und sich sogar mit einer gewissen Notwendigkeit ergibt, sobald man der Existenz der Elementarlänge durch eine gewisse, logisch mögliche und physikalisch recht verlockende Ergänzung der Thermodynamik Rechnung zu tragen sucht.

Die empirischen Unterlagen zum folgenden sind hauptsächlich dem hervorragenden Buch von W. Becker[1]) entnommen.

§ 2. Novae. Als schematischen Normalfall einer „heutigen" Supernova betrachten wir gemäß I. einen Stern, der bei seiner Explosiventstehung eine Masse von 10^{35} g und einen Radius $R_0 = 5{,}10^6$ cm besitzt (entsprechend der Formel $R_0 = \frac{3}{40\pi} M_0$). Seine Innentemperatur beträgt 10^{11} bis 10^{12} Grad, und seine thermisch-kinetische Energie – gleich 10^{-1} mal bis 1mal Mesonruhenergie für jedes einzelne Teilchen – beträgt insgesamt 10^{54} bis 10^{55} erg. Entsprechend den Forderungen des thermodynamisch-statistischen Gleichgewichts ist ein Teil der Neutronen (zwischen 10 und 40 Proz, je nach den genauen Werten von Dichte und Temperatur) in je ein Proton + Elektron zersetzt.

Es ist theoretisch naturgemäß und angesichts der Erfahrungen an Supernova- und Novasternen begründet, sich vorzustellen daß die sofort einsetzende Expansion des Sternes in mehreren konzentrischen Zonen verschiedener Geschwindigkeit erfolgt. Für die Ausbildung der äußersten Zonen müssen – da die Sternmaterie mindestens in Oberflächennähe sich wie ein ideales Gas verhält – die thermischen Geschwindigkeiten maßgebend sein: Die Nachbeschleunigung durch Strahlungsdruck dürfte bei den nackten Nukleonen verhältnismäßig unerheblich sein. Wir haben also für die schnellst expandierende Nukleonenzone eine Geschwindigkeit von etwas weniger als $10^{-1}\,c$ zu erwarten; und in der Tat hat empirisch die Abblasgeschwindigkeit der äußersten Gashülle einer Supernova Werte von etwa $5{,}10^3$ bis 10^4 km/sec^{-1}. Dieser schnellsten Nukleonenzone eilt aber noch die Elektronenzone voran mit einer Anfangsgeschwindigkeit c; in diesem Vorgang haben wir in I. die Quelle der Höhenstrahlung vermutet. Rechnerische Verfolgung dieses Vorgangs ist leider recht schwierig, da es wesentlich auf die Retardierung der Coulombkräfte ankommen dürfte.

Nachdem die thermische Energie der Supernova durch Expansion, Gasabblasung und Ausstrahlung erschöpft und für einen großen Teil der ursprünglichen Neutronenmaterie die Umwandlung in Wasserstoff abgeschlossen ist, muß der Stern für eine gewisse Zeit sehr lichtschwach werden, da eine Nachlieferung von Energie zunächst nicht in merklichem Maße eintreten kann: Die Umwandlung von H^1 in He^4, welche nach v. Weizsäcker und Bethe die Strahlungsenergie der normalen Sterne liefert, kommt ja erst bei ausreichendem Vorhandensein des „Katalysators" C^{12} in Gang. Auch für die zwei anderen Energiequellen, die wir im folgenden als wesentlich zu erörtern haben, wird man in diesem Stadium keine erhebliche Ergiebigkeit erwarten können. Es paßt gut hierzu, daß die beiden in der Milchstraße 1572 und 1604 aufgetretenen Supernovae heute so lichtschwach sind, daß sie noch nicht wieder identifiziert werden konnten.

Nach einer gewissen Zeit wird jedoch der Aufbau schwerer Atomkerne bis Uran, welcher nach v. Weizsäcker Temperaturen von mindestens 10^{11} Grad erfordert, Energie freimachen. Es fehlen bislang noch genauere kernphysikalische Überlegungen, welche eine Beurteilung der für diesen Aufbau erforderlichen Zeitdauern ermöglichen würden. Immerhin wird man, da es sich um vielstufige Vorgänge handelt, beträchtliche Zeiten für wahrscheinlich halten; vielleicht wäre an 10^6 bis 10^8 Jahre zu denken. Eine Stütze hierfür bildet die Tatsache, daß bei den Riesen und Überriesen die Existenz einer zentralen Zone mit 10^{11} Grad und Elementaufbau (ähnlich der Milneschen Idee) durch Überlegungen von van Albada[2]) wahrscheinlich geworden ist. Die durch C^{12} katalysierte Umwandlung von H^1 in He^4 liefert nämlich für diese

1) Sterne und Sternsystem. Dresden-Leipzig 1942.

2) G. B. van Albada, Physica **10**, 604, 1943.

Sterne keine ausreichende Strahlungsenergie; und Bethe hat deshalb den (von Gamow und Teller weiter ausgeführten) Gedanken geäußert, daß in diesen Sternen aus unbekannten Gründen beträchtliche Mengen leichter Kerne (wie z. B. B^{10} und B^{11}) vorhanden seien, welche für die Erzeugung von He^4 verbraucht werden könnten. Jedoch hat van Albada (unter Widerlegung falscher Überlegungen von Greenfield) für die roten Riesen nachgewiesen, daß auf diese Weise keine ausreichenden Lebensdauern zu erhalten sind, und damit die erwähnte Schlußfolgerung begründet.

Wahrscheinlich ist also auch in den frühesten Spektraltypen der Hauptreihe noch mit dem Vorhandensein einer stark verdichteten zentralen Zone zu rechnen, in welcher der Aufbau schwerer Kerne fortgesetzt wird. Die nachfolgenden Überlegungen führen zu der Annahme, daß in dieser Zone auch noch merkliche Überschußmengen unzersetzter Neutronenmaterie von der Entstehung des Sternes her erhalten sind.

Die planetarischen Nebel, die wir nunmehr kurz zu betrachten haben, sind kurzlebige Gebilde. Die Ausdehnungsgeschwindigkeit eines solchen Nebels gestattet die Bestimmung des Zeitpunktes der für seine Entstehung verantwortlichen Explosion; die 150 bekannten planetarischen Nebel der Milchstraße sind durchschnittlich 15000 Jahre alt, so daß die mittlere Lebensdauer ungefähr 30000 Jahre betragen muß.

Betreffs der Frage, ob ihr Ursprung in Novaausbrüchen oder in Supernovasternen zu suchen sei, möchten wir uns zugunsten der Supernovasterne entscheiden:

1. Der jüngste bekannte planetarische Nebel (Krebsnebel) ist 1054 aus einem hellen Stern entstanden, der wahrscheinlich eine Supernova war. Daß die beiden Supernovae von 1572 und 1604 keinen heute erkennbaren planetarischen Nebel hinterlassen haben, könnte vielleicht darauf beruhen, daß diese um 500 Jahre jüngeren Supernovae erst später wieder hell genug werden, um ihren Nebel beobachtbar zu machen.
2. Aus Lebensdauer und Häufigkeit der planetarischen Nebel berechnet man, daß in der Milchstraße durchschnittlich alle 200 Jahre ein solcher gebildet wird; das entspricht ungefähr der vermutlichen heutigen Supernovahäufigkeit in der Milchstraße. Dagegen treten Novaausbrüche etwa 3000mal häufiger auf.

Als Einwand gegen die Zuordnung der planetarischen Nebel zu den Supernovasternen könnte betrachtet werden, daß die beobachteten Ausdehnungsgeschwindigkeiten, abgesehen vom Ausnahmefall des Krebsnebels, wesentlich kleiner sind (nur 10–20 km/sec) als bei einem Supernovaausbruch. Man muß jedoch bedenken, daß bei planetarischen Nebeln, die mehrere tausend Jahre alt sind, die äußersten, schnellsten Gaszonen längst völlig zerstreut sein werden.

Nun stehen aber in der Milchstraße die planetarischen Nebel, von denen wir somit jedenfalls die stärkeren als Spuren von Supernovasternen ansehen wollen, andererseits in naher Beziehung zu den gewöhnlichen Novasternen: Die räumliche Verteilung ist für beide Sternarten gleich; und in den Helligkeiten stimmen die Exnovae ebenfalls mit den Zentralsternen der planetarischen Nebel überein. Ferner gehören Pränovae, Novae und Exnovae durchweg zu den „frühesten" Spektraltypen. Es scheint deshalb unausweichlich, sich vorzustellen, daß ein neuer Stern, welcher das Stadium des planetarischen Nebels hinter sich hat, für einige Zeit in einem Zustand ist, welcher wiederholte, zahlreiche Novaausbrüche zustande kommen läßt: Setzen wir versuchsweise etwa diese Zeit gleich 10^8 Jahren, so würden bei 10^3 Ausbrüchen die Zwischenpausen mit 10^5 Jahren einen annehmbaren Wert erhalten. (Die Anzahl der Ausbrüche kann etwas kleiner als 3000 sein, weil vor 10^8 Jahren die Supernovae noch etwas häufiger gewesen sein dürften, als jetzt.) Bei einer Novaexplosion werden etwa $6{,}10^{44}$ erg Lichtenergie frei, und 10^{-5} bis 10^{-4} Sonnenmassen gehen als abgestoßenes Gas verloren. Der Gesamteffekt von 10^3 Novaausbrüchen ergibt also weniger als der einmalige Supernovaausbruch, bei welchem empirisch etwa $5{,}10^{48}$ erg Lichtenergie ausgestrahlt werden.

Was die Ursache dieser Novaausbrüche betrifft, so liegt nahe, an die obige Erwägung zu denken, nach welcher die Anfangsexpansion der Supernova einen zentralen Rest von Materie mit Kerndichte übrig lassen muß. Schreiben wir versuchsweise dieser Materie – mit ihrer Tendenz, bei Expansion Neutronen in Protonen + Elektronen zu zersetzen – einen explosiven Charakter zu, so wird das Novaphänomen qualitativ verständlich. Wir haben diese Hypothese schon in § 1 angekündigt.

Da die angedeutete Theorie der Novaausbrüche völlig verschieden ist von der einzigen bisher vorhandenen, von Gamow und Schoenberg stammenden Theorie, und da diese letztere weder mit unseren allgemeinen Vorstellungen noch mit der These einer 10^3maligen Wiederholung der Novaausbrüche in Einklang gebracht werden kann, so ist es sehr befriedigend, daß sie anscheinend sowieso nicht mit den Beobachtungstatsachen in Übereinstimmung ist:

McLaughlin[3]) hat in recht überzeugender Weise wahrscheinlich gemacht, daß eine Nova nach dem Abklingen des Ausbruchs in praktisch denselben Zustand zurückkehrt, welchen sie vor dem Ausbruch hatte. Das entspricht aber genau unserem Bilde: Die Zersetzung von etwas Neutronenmaterie, im Betrage von 10^{27} g, kann zwar die empirische Lichtemission von $6{,}10^{44}$ erg erklären, aber nach Beendigung des Ausbruchs keine merkbare Veränderungen eines Sternes von 10^{33} bis 10^{35} g hinterlassen.

Eine empirische Stütze für diese Vorstellungen liefern die novaähnlichen Veränderlichen: Sterne, welche häufig (z. B. in durchschnittlichen Abständen von einigen Jahren) Lichtausbrüche zeigen, welche den Charakter von verkleinerten Novaausbrüchen haben. Die weite Trennung zwischen diesen novaähnlichen Veränderlichen einerseits und den empirisch nur aus einmaliger Explosion bekannten Novasternen andererseits beruht vielleicht nur auf entdeckungstechnischen Gründen.

Es erhebt sich allerdings die Frage, ob die Theorie, welche hier angedeutet und als vielversprechend erwiesen wurde, in ihrer genaueren Durchführung nicht etwa daran scheitern müßte, daß die hohen Drucke, welche für die Aufrechterhaltung unvollständig zersetzter Neutronenmaterie nötig wären, nicht zur Verfügung stehen. Grundsätzlich ist dazu zu sagen, daß selbstverständlich diejenigen Mittelpunktsdrucke, welche sich in Sternen ohne dichten Kern ergeben, nicht ausreichend wären. Jedoch erzeugt eben ein dichter Kern, der anfangs etwa 10 Proz. der Sternmasse enthalten mag, innerhalb seines Volums auch entsprechende Drucke. Grundsätzlich scheint also kaum eine von vornherein sichtbare Schwierigkeit zu bestehen.

Immerhin könnte man aus dem soeben Bemerkten den Verdacht gewinnen, daß der letzte, zur endgültigen Auflösung der zentralen Verdichtung führende Novaausbruch eines Sternes eine besonders starke Eruption sein sollte, so daß eine solche Schlußnova vielleicht sogar mit einer Supernova zu verwechseln wäre. Diese Vermutung würde es übrigens erleichtern, auch den weißen Zwergen einen gebührenden Platz in dem erläuterten Bilde anzuweisen, entsprechend der Tatsache, daß mindestens in Sonnennähe die weißen Zwerge 10 Proz. aller Sterne ausmachen. Der wiederholt vertretene Gedanke einer in explosiver Form vor sich gehenden Sternkontraktion scheint mir auf eine grundsätzliche Schwierigkeit zu stoßen: Eine merkliche Freisetzung von Kontraktionsenergie ergibt sich erst aus einer Volumverkleinerung des ganzen Sterns; eine lokale Verdichtung im Stern kann also erst nach ausgedehnten Zwischenvorgängen eine Energiefreisetzung zuwege bringen. Deshalb scheint es unersichtlich, wie ein solcher Zusammenbruch – wenn er auch im Endergebnis Energie liefern würde – eingeleitet werden könnte. Dagegen wäre es annehmbar, die Möglichkeit eines Zusammenbruchs dann in Erwägung zu ziehen, wenn ein andersartiger Vorgang den Stern zunächst explosiv ausgedehnt hat: Die dann nachfolgende Kontraktion kann vielleicht mit einer gewissen statistischen Häufigkeit die gegen einen Zusammenbruch bestehende Stabilitätsgrenze überschreiten. In dieser veränderten Form also könnte die Idee der plötzlichen Sternkontraktionen mit den hier ausgeführten Überlegungen in Zusammenhang gebracht und zur Erklärung der weißen Zwerge benutzt werden.

§ 3. Cepheiden. Die besprochene Instabilität dichter Materie, die wir dafür verantwortlich machen möchten, daß die Zersetzung der Neutronen zu Protonen und Elektronen schubweise, explosiv erfolgt, muß unter geeigneten Bedingungen auch Pulsationen mit periodischem Wechsel von Verdünnung und Verdichtung möglich machen. Es liegt nahe, hierin die Erklärung für die pulsierenden δ-Cepheisterne zu vermuten. Diese bieten empirisch folgendes Bild: Zwischen Periode P und mittlerem Radius $\overline{R}$ der Cepheiden besteht die Proportionalität

$$\overline{R} = 4{,}0 \cdot 10^6 P\,, \tag{1}$$

wenn $\overline{R}$ in km, und P in Tagen ausgedrückt wird. Andererseits haben wir zwischen der Periode P und der Dichte ϱ des Sternes die empirisch bewährte und nach Eddington theoretisch verständliche Resonanzbedingung

$$P\sqrt{\varrho} = \text{const} = 0{,}09\,, \tag{2}$$

welche ausdrückt, daß die fragliche Frequenz einer Eigenschwingung – und zwar der Grundschwingung – des im größten Teil seines Volums und seiner Masse als Gasball aufzufassenden Sterns entspricht. Ist P^* die in Sekunden gezählte Periode, so gilt größenordnungsmäßig

$$P^*\sqrt{\varrho} \cong \frac{1}{c\sqrt{\varkappa}}\,. \tag{3}$$

Man braucht nun einen Motor, welcher mit dieser Resonanzfrequenz arbeitet und durch ständige kleine Anstöße die Schwingung des Gasballs entgegen dämpfenden Wirkungen[4]) auf-

3) D. B. McLaughlin, Phys. Rev. **60**, 62, 1941.

4) Vgl. P. ten Bruggencate, Erg. d. ex. Naturw. **10**, 1, 1931. B. Strömgren, ebenda **16**, 465, 1937.

recht erhält. Als solchen Motor denken wir uns also eine zentrale Verdichtung, die wir für die langperiodischen, zu den Riesen und Überriesen gehörenden Cepheiden im obigen als vorhanden angenommen haben. Wir deuten ferner die empirischen Gesetzmäßigkeiten so, daß die Masse M' der Verdichtung proportional der Sternmasse M sei:

$$M' = aM; \tag{4}$$

das ist zwar theoretisch einstweilen nicht begründbar, muß aber auch aus anderen empirischen Gründen (Masse-Leuchtkraft-Beziehung) angenommen werden. Vermutlich kommt für a ein Wert der Größenordnung 10^{-1}, also nicht sehr verschieden von 1, in Betracht.

Durch Kombination von Gleichung (1) und (2) ergibt sich, daß P auch mit der Masse des Sternes, also auch mit M', proportional ist; und zwar wird

$$P^* = 4 \cdot 10^{-29} \cdot M = 4{,}10^{-29}\, a^{-1} \cdot M', \tag{5}$$

wenn P^* wieder die Periode in Sekunden ist. Dimensionslos ausgedrückt bedeutet das

$$P^* = 6{,}10^8\, a^{-1} \cdot \frac{\varkappa M'}{c}. \tag{6}$$

Die Bedeutung der hier auftretenden dimensionslosen Zahl $6{,}10^8 \cdot a^{-1}$ wird erst durch eine ausführlichere Theorie der pulsierenden Verdichtung – wir wollen sie kurz den Pulser des Sternes nennen – sicher zu bestimmen sein. Es könnte sich um $\sim \gamma^{3/4}$ handeln; wahrscheinlicher ist vielleicht, daß hier der Faktor $\left(\frac{m_M}{m_0}\right)^5$ auftaucht, welcher für die Vergrößerung der Neutronlebensdauer gegenüber der Mesonlebensdauer maßgebend ist (vgl. I.). Abgesehen von dem vorläufigen Fehlen einer quantitativen Theorie des Pulsers – wesentliche Unterlagen dafür glauben wir in § 5 bereitstellen zu können – ergibt sich in vier Punkten eine qualitative Überlegenheit der angedeuteten Theorie gegenüber den bisherigen Deutungsversuchen.

1. Es wird aus unserer Hypothese ohne weiteres verständlich, daß die Periodenlängen der Veränderlichen nach unten scharf begrenzt, aber nach oben nicht deutlich abgegrenzt sind: Die periodische Verdünnung und Verdichtung des Pulsers muß verbunden sein mit einer periodischen Zersetzung von Neutronen und Rückverwandlung von Protonen und Elektronen in Neutronen; man muß also ein wesentlich verschiedenes Verhalten des Pulsers erwarten, je nachdem, ob seine Periode merklich größer ist, als die Neutronenlebensdauer ($\approx$0,1 Tag), oder nicht.

Empirisch hat man sich in der Tat veranlaßt gesehen, die sog. kurzperiodischen Cepheiden, mit Periodenlängen unter einem Tage, von den normalen Cepheiden als „*RR*-Lyraesterne" abzusondern. Gerade das Beispiel *RR*-Lyrae zeigt eine starke Abweichung von der Beziehung (1). Es paßt befriedigend zu unserem Bilde, daß unter den *RR*-Lyraesternen mit maximaler Häufigkeit gerade solche Perioden auftreten (zwischen 0,3 und 0,7 Tagen), welche wenig über der Lebensdauer des Neutrons liegen, während andererseits eine wesentliche Unterschreitung dieser Lebensdauer nicht zu verzeichnen ist: Der extremste Fall hat eine Periode von 0,0611 Tagen. Auf der anderen Seite, nach den langen Perioden hin, treten Begrenzungen anscheinend nur dadurch ein, daß die langperiodischen Veränderlichen (Mirasterne) ihren Atmosphären Zeit genug bieten, auf den periodischen Zustandswechsel mit mannigfachen, teilweise sehr verwickelten Sekundärvorgängen zu reagieren. Die These, daß der eigentliche Grundvorgang der Pulsation auch bei den langperiodischen Veränderlichen (mit Perioden bis über 400 Tage) der gleiche sei wie bei den normalen Cepheiden, und daß die vorhandenen Verschiedenheiten durchweg als Sekundäreffekte in der Außenzone des Sternes aufzufassen seien, ist von ten Bruggencate (a. a. O.) überzeugend begründet worden.

2. Das eigentliche Rätsel der Cepheiden liegt darin, daß die Phasen größter und kleinster Helligkeit beim Maximum und Minimum der zeitlichen Ableitung des Radius liegen. Die Eddingtonsche Theorie der Cepheiden nahm an, daß der Motor der Sternpulsationen in einer im Gesamtvolum des Sternes stattfindenden Energieproduktion liege, welche bei Verdichtung der Sternmaterie stark anwachse: Diese Theorie forderte also größte bzw. kleinste Helligkeit beim kleinsten bzw. größten Radius. Aber die Schwierigkeit liegt keineswegs in speziellen Annahmen dieser Eddingtonschen Theorie begründet: Grundsätzlich stellen uns die Cepheiden vor die Notwendigkeit, uns mit dem von aller sonstigen Erfahrung abweichenden Phänomen einer adiabatischen Expansion mit Temperatursteigerung abzufinden. Wir wollen uns, wie schon in § 1 angekündigt wurde, dazu entschließen, dieses Phänomen als etwas wesentlich Neues anzuerkennen, dessen scheinbarer Widerspruch mit sonstigen Erfahrungen nur dadurch beseitigt werden kann, daß wir die dichte Materie mit ihren erst unvollständig bekannten Eigenschaften als den Träger dieses Phänomens ansprechen.

3. Die Amplituden des Lichtwechsels der Cepheiden zeigen bei einem bestimmten Werte

(etwa 1,1 Größenklassen) ein Häufigkeitsmaximum; es ist keineswegs so, daß für kleinere Amplituden eine monotone Zunahme der Häufigkeit beobachtet wird, wie man es erwarten mußte, wenn es sich um freie Schwingungen der Gaskugeln handeln würde. Für die theoretische Deutung dieser Tatsache ist wesentlich, daß der Stern bzw. sein Pulser nach unserem Bilde nicht etwa Schwingungen um ein stabiles Gleichgewicht ausführt, sondern einen sich selbst anregenden Schwingungsgenerator darstellt.

4. Endlich erklärt die erläuterte Vorstellung den Umstand, daß nur die Grundschwingung der Gaskugel angeregt wird, nicht aber auch eine Übereinstimmung der Pulserfrequenz mit einer anderen Eigenfrequenz der Gaskugel zur Resonanz führen kann. Auch dieser Punkt wäre unverständlich, wenn es sich um freie Schwingungen der Gaskugel oder um eine Erregung durch Energieerzeugung im Gesamtvolum des Sternes handeln würde. Wesentlich ist, daß die Anfachung der Gaskugelschwingungen seitens des Pulsers zweifach, nämlich sowohl mechanisch als auch durch Strahlungsdruck erfolgt. Bei der Grundschwingung wird in der Phase maximaler Strahlung durch den aus der Mitte des Sternes kommenden Strahlungsstrom die radial nach außen gerichtete Bewegung unterstützt: Bei einer Oberschwingung hingegen (die kugelförmige Knotenflächen hätte) würde in gewissen Zonen des Sternes der Höchstwert des Strahlungsdruckes mit einer einwärts gerichteten Bewegung zeitlich zusammentreffen. Demnach kann nur die Grundschwingung, nicht aber eine Oberschwingung durch die Pulsation und wechselnde Ausstrahlung des Kernes angefacht werden.

Erwähnt sei noch, daß nach ten Bruggencate bei *Y* Sagittarii die Radialgeschwindigkeitskurve und die Farbe mehrere Jahre hindurch Anomalien zeigten, die hernach wieder verschwanden. Die Periode blieb dabei unverändert. Dies unterstützt unsere Auffassung, wonach die Periode der Pulsation unabhängig von der Gashülle des Sternes durch den Pulser festgelegt ist, so daß Umlagerungen in der Gashülle zwar unter Umständen eine Veränderung der äußeren Pulsation, nicht aber eine Periodenänderung bedingen können (vgl. ten Bruggencate, a. a. O.). Noch deutlicher beweisen dies die in § 4 zu besprechenden Tatsachen.

Der Vollständigkeit halber sei schließlich auf die *RV*-Tauristerne eingegangen, als die einzige Klasse genauer bekannter Veränderlicher, welche im obigen noch nicht erwähnt war. Die Vorstellung Gerasimovics, daß eine zufällige Resonanz – und zwar mit einer Rotationsfrequenz – dafür verantwortlich sei, daß bei diesen Sternen, schematisch ausgedrückt, die Maxima (und entsprechend auch die Minima) der Pulsationen abwechselnd erhöht und erniedrigt sind, wird man um so eher für grundsätzlich zutreffend halten, als alle Perioden von *RV*-Tauristernen in die vermutliche Größenordnung ihrer halben Rotationsperiode fallen (vorwiegend 30 bis 50 Tage). Also möchte man in erster Linie an die Wirkung einer durch einen nahen Begleiter erregten Flutwelle denken, welche ja die zweifache Periodizität der (kleineren) Umlaufzeit und der Eigenrotation zeigen würde. Abgesehen von dieser Besonderheit scheinen auch die *RV*-Tauristerne sich nicht von den normalen Cepheiden zu unterscheiden (vgl. ten Bruggencate, a. a. O.).

Sonst gibt es noch die seltenen *U*-Geminorum- und *Z*-Camelopardalissterne, die noch zu wenig untersucht sind, um eine sichere Beurteilung zu gestatten. Es scheint jedoch, daß sie eine vermittelnde Stellung zwischen periodischen und novaähnlichen Veränderlichen einnehmen und damit auch in dieser Richtung unser theoretisches Bild empirisch unterstützen, nach welchen – im Gegensatz zu den bisherigen Deutungsversuchen – die Novaexplosionen und die Cepheidenpulsationen auf dem gleichen physikalischen Grundvorgang beruhen: Zersetzung von Neutronen zu Protonen und Elektronen.

Die *R*-Coronae-borealis-Sterne sind anscheinend ebenso wenig eigentliche Veränderliche wie die Bedeckungsveränderlichen. Ihre unregelmäßigen Verdunklungen beruhen wohl auf dem nahen Vorbeizug absorbierender (sich teilweise auch mit der Sternatmosphäre vermischender) Wolken (Ludendorff).

§ 4. Guthnickeffekt. Handgreifliche Beweise für die Notwendigkeit, das schwingungserregende Agens eines Veränderlichen nicht über das ganze Volum verteilt, sondern in der Mitte eng konzentriert zu denken, kann man entnehmen aus merkwürdigen Befunden von Guthnick und Fischer[5]).

1. Bei γ Bootis wurde 1914–17 ein periodischer Lichtwechsel mit der Periode $P = 0{,}29$ Tage beobachtet. Dieser Lichtwechsel wurde später stark gestört und verschwand schließlich vollständig. Neue Beobachtungen 1940 ergaben, daß der Lichtwechsel inzwischen wieder aufgetaucht war, nicht nur mit gleicher Periode, sondern auch mit gleicher Phase. Sofern man nicht diese Phasenerhaltung als zufällig ansehen will, muß man unausweichlich daraus folgern, daß

5) P. Guthnick, Berl. Ber. 1938, Nr. 3; 1939, Nr. 6; 1942, Nr. 7; Die Sterne **22**, 129, 1942. P. Guthnick, H. Fischer, Astron. Nachr. **271**, 81, 1940. Für ergänzende freundliche Auskünfte bin ich Herrn Guthnick sehr verpflichtet.

die Pulsation im Innern des Sterns unbeeinflußt weitergegangen ist, während die Außenzone in unregelmäßiger Bewegung oder in Ruhe war. Die Periode ist demnach nicht durch den Stern als Ganzes bestimmt, sondern durch die Struktur des „Motors"; die Struktur der Gaskugel ist lediglich dafür maßgebend, ob sie für die Frequenz des Motors Resonanz zeigen und dadurch ein Vordringen der periodischen Vorgänge bis zur Oberfläche erlauben kann. Entspricht die Motorfrequenz nicht der Eigenfrequenz der Gashülle, so bleiben die inneren Pulsationen außen unerkennbar: Man möchte also vermuten, daß das Vorhandensein innerer, nicht erkennbarer Pulsationen auch bei solchen Riesen und Überriesen häufig ist, welche nicht zu den Veränderlichen gehören. Die empirisch beträchtliche Häufigkeit von Riesen mit schwächerem unregelmäßigem Lichtwechsel (μ-Cepheisterne), der durch ungenaue Resonanz deutbar wäre, unterstützt diesen Verdacht. Aber auch dann, wenn die für ein Mitschwingen der Gashülle erforderliche Frequenzübereinstimmung besteht, kann eine einmalige Störung, welche durch eine gewisse Umlagerung in der Gashülle deren Eigenfrequenz verändert, zu einer Frequenzverstimmung und damit zu einer zeitweiligen Außenruhe führen.

2. Bei V 389 Cygni liegen wohl die eigentümlichsten bislang an einem Veränderlichen beobachteten Verhältnisse vor. Zunächst zeigt der Stern eine spektroskopische (Radial-Geschwindigkeits-) Periode von 3,313 Tagen. Unabhängig davon zeigt er einen Lichtwechsel, welcher unregelmäßig in drei verschiedene Abschnitte zerfällt:

a) Unperiodische, zeitweise in Ruhe übergehende Veränderlichkeit.

b) Periodische Veränderlichkeit mit der Periode 1,129 Tage.

c) Gleichfalls periodische Veränderlichkeit mit der etwas abweichenden Periode 1,193 Tage.

Jede dieser beiden periodischen Veränderungen zeigt, wenn sie sich nach Unterbrechung wieder durchsetzt, Erhaltung der ursprünglichen Phase.

Guthnick hat eine Deutung dieses Sterns als aus drei Komponenten bestehend erwogen, aber dann verworfen. Zwei Veränderliche mit Perioden von 1,129 und 1,193 Tagen sollten so eng benachbart sein, daß sie eine gemeinsame Atmosphäre besitzen, welche zeitweise dem einen und zeitweise dem anderen Stern eine Durchsetzung seiner Pulsation bis zu ihrer Oberfläche gestattet. Eine dritte, schwächere, nicht sichtbare Komponente soll den Schwerpunkt dieses Doppelveränderlichen in je 3,313 Tagen umkreisen.

Nun hat ein δ-Cepheistern der Periode $\approx 1{,}15$ nach Gleichung (1) einen ungefähren Radius von $4{,}6 \cdot 10^{11}$ cm, und nach Gleichung (5) eine Masse $M_1 = 2{,}5 \cdot 10^{33}$ g. Der unsichtbaren Komponente werde etwa die Hälfte dieser Masse zugeschrieben: $M_2 = \frac{1}{2} M_1$. Ein Doppelstern der Gesamtmasse M hat bei der Periode von 3,313 Tagen einen Komponentenabstand r, der durch $r^3 = 140 \cdot M$ gegeben ist. Denken wir uns also zunächst ein System aus nur zwei Komponenten mit der Gesamtmasse $M_1 + M_2$, so erhalten wir $r = 8{,}10^{11}$ cm. Also schon dann, wenn wir statt zweier zunächst nur einen Veränderlichen der Masse M_1 annehmen, und ihn von einem Begleiter M_2 umkreisen lassen, kommt es zu einer Überschneidung der beiden Sterne, sofern der Radius des Begleiters nur um den Faktor $\sqrt[3]{2}$ kleiner, als der des Veränderlichen ist. Ein Modell mit sogar drei Komponenten wäre also geometrisch vollends unmöglich.

Jedoch kann der positive, überzeugende Kerngehalt der von Guthnick erörterten Deutung beibehalten werden, wenn man in unserem Sinne dem fraglichen Veränderlichen zwei Pulser zuschreibt, die einander im Innern umkreisen. Indem die Frequenzen dieser beiden Pulser nahezu übereinstimmen, wird Resonanz der Gashülle mit beiden Pulsern möglich.

Das nachträgliche Wiederauftauchen eines gestörten oder verschwundenen Lichtwechsels mit erhalten gebliebener Phase — wir möchten dies kurz als Guthnick-Effekt bezeichnen — ist wohl eine der eindrucksvollsten Tatsachen im Gebiete der Cepheidenforschung. Unabhängig von jeder Theorie darf dieser Effekt als zwingender empirischer Beweis für die hier vertretene These angesehen werden, daß eine periodische Veränderliche einen unabhängig von der Gashülle pulsierenden Kern besitzt, der bei Vorliegen von Resonanz auch die Gashülle in Bewegung versetzt.

Es sei noch ergänzend bemerkt, daß auch Novae im Stadium ihrer größten Ausdehnung, wenn sie die Größe von Cepheiden erreichen, mehr oder weniger deutlich einen periodischen Lichtwechsel (mit Perioden von einigen Tagen) zu zeigen pflegen. Dies könnte die Vermutung begünstigen, daß auch für den von uns den Novasternen zugeschriebenen dichten Kern ein Pulsieren der normale Fall ist, so daß nur die Ermöglichung der Resonanz abgewartet werden muß, um den Lichtwechsel hervortreten zu lassen. Es scheint in diesem Sinne sehr befriedigend, daß Supernovae anscheinend keinen derartigen Lichtwechsel zeigen.

Es bedarf keiner Hervorhebung, daß die hier versuchsweise angenommene Vorstellung, daß in der Gashülle des Sterns der periodische Wechsel eines aus dem pulsierenden Kern kommenden Strahlungsstromes im Falle der Nichtresonanz völlig abgedämpft werde, noch ebensosehr der eingehenden theoretischen Prüfung bedarf, wie andererseits die aus unseren Überlegungen entstandenen Hinweise auf das Funktionieren des pulsierenden Kernes selber, oder auf die Vorgänge beim Elementaufbau, oder auf die vermutliche Entstehung der Höhenstrahlung. Die Methode der hier ausgeführten Überlegungen ist im wesentlichen eine empirische Methode, die darauf abzielt, aus dem Erfahrungsmaterial durch eindringliche Analyse grundsätzliche Tatsachen zu erschließen, deren eigentliche Erklärung noch eine Aufgabe für die Theorie bleibt.

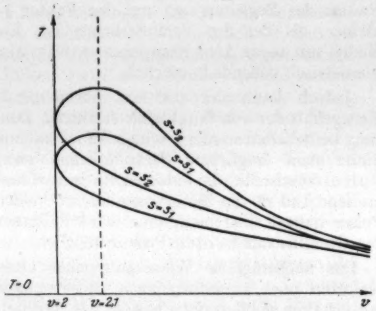

Fig. 1. Adiabaten im T, v-Diagramm.

§ 5. Zur Thermodynamik der Grenztemperatur. Von den vier elementaren Naturkonstanten c, k, h und l hängen die drei ersten mit den drei Hauptsätzen der Thermodynamik eng zusammen. Die Grundkonstante c der Relativitätstheorie tritt auf in der Masse-Energie-Beziehung $E = Mc^2$. Die Boltzmannsche Konstante k bestimmt die Grenze für die Gültigkeit des zweiten Hauptsatzes in seiner gewöhnlichen Fassung, indem sie die Größenordnung der ihm widersprechenden Schwankungserscheinungen festlegt. Man kann aber, wie Szilard[6]) in einer noch zu wenig gewürdigten Untersuchung dargelegt hat, diesen Zusammenhang auch positiv fassen, indem man die unzutreffende makrophysikalische Fassung des zweiten Hauptsatzes von vornherein durch eine zutreffende ersetzt: Eine „unkompensierte" Umwandlung von Wärme in Arbeit kann im Einzelfall eintreten (mit einer Wahrscheinlichkeit > 0), aber nicht im Durchschnittsergebnis eines oft wiederholten Prozesses.

Von diesem Prinzip ausgehend kann man in rein phänomenologischer Weise, ohne auf modellmäßig statistische Überlegungen angewiesen zu sein, die allgemeinen Gesetze der thermodynamischen Schwankungserscheinungen (Brownsche Bewegung usw.) herleiten; insbesondere ergibt sich aus dem Szilardschen Prinzip die Existenz einer Konstanten, welche eben die Rolle der Konstanten k spielt. Diese Überlegungen sind deshalb besonders reizvoll, weil sie aus der durch die Quantentheorie einschneidend veränderten und größtenteils widerlegten älteren Atomvorstellung in klarer Abgrenzung das Bleibende, endgültig Richtige heraussondern.

Die Plancksche Konstante h endlich steht ja in engster Beziehung zum dritten Hauptsatz: Wahrscheinlich könnte man aus der Feststellung, daß bei $T = 0$ stets $S = 0$ wird, die Existenz eines Wirkungsquantums und die allgemeinen diesbezüglichen Gesetze in ähnlicher Weise folgern, wie Szilard aus seinem Satze die Existenz von k folgern konnte; diese bedeutungsvollen Fragen sind aber noch ganz ununtersucht.

Es liegt nun die Vermutung nahe, daß auch die vierte Elementarkonstante $l = 2 \cdot 10^{13}$ cm ihren tieferen Sinn in einer Beziehung zur Thermodynamik offenbaren könnte, derart, daß sie mit einem vierten, bislang noch unaufgedeckten Hauptsatz in Verbindung stände. Da man unter Benutzung von l die schon in I. erwähnte Temperatur

$$T_G = \frac{hc}{kl} \cong 10^{12} \text{ Grad} \qquad (1)$$

definieren kann, wird man von dieser ausgehen bei einem Versuch, einen vierten Hauptsatz hypothetisch zu formulieren.

In der Natur kennen wir keine Temperatur der Größe Gleichung (1); die höchsten Temperaturwerte, deren Vorkommen mit Sicherheit (nach v. Weizsäcker) zu erschließen ist, überschreiten nur unerheblich 10^{11} Grad. Es liegt deshalb der Verdacht nahe, daß die zu vermutende grundsätzliche Sonderrolle der Temperatur Gleichung (1) darin liegt, daß sie eine Grenztemperatur darstellt, die – ähnlich dem Temperaturnullpunkt – niemals ganz erreicht werden kann. Man würde dann annehmen, daß bei der Grenztemperatur die Entropie unendlich wird.

Eine genaue Bestimmung der hiermit vermuteten Grenztemperatur ist natürlich noch nicht möglich, da wir für die Elementarlänge l noch keine exakte Festlegung kennen. Bei späterer genauerer Kenntnis der Grenztemperatur

6) L. Szilard, Z. f. Phys. **32**, 753, 1935.

könnte man Gleichung (1) als exakte Definition von l benutzen. Die Temperatur selber wird man dann sinngemäß dimensionslos in Bruchteilen von T_θ messen, so daß die Grenztemperatur durch $T=1$ gegeben ist. Es scheint sehr befriedigend, daß die durch den zweiten Hauptsatz ermöglichte Festlegung der Temperaturskala bis auf einen konstanten Faktor nunmehr durch eine Festlegung auch dieses Faktors vervollständigt wird. Entsprechend ist die Definition von k zu ändern.

Die logische Vereinbarkeit der ausgesprochenen Hypothese mit den drei übrigen Hauptsätzen der Thermodynamik beweisen wir durch Angabe von Beispielen solcher thermodynamischer Systeme, die alle vier Hauptsätze erfüllen.

A. Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz können wir so verallgemeinern, daß wir die klassischen Formeln (unter Fortlassung eines konstanten Faktors geschrieben):

$$\left.\begin{aligned} &s=\tfrac{4}{3}T^3;\quad f=-\int_0^T s\,dT=-\tfrac{1}{4}T^4;\\ &p=-f;\quad u=f+Ts=T^4 \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

ersetzen durch

$$\left.\begin{aligned} &s=\frac{4}{3}\frac{T^3}{1-T},\\ &p=-f=\int_0^T s\,dT=-\frac{4}{3}\left(\ln(1-T)+T+\frac{T^2}{2}+\frac{T^3}{3}\right)=\frac{4}{3}\left(\frac{T^4}{4}+\frac{T^5}{5}+\frac{T^6}{6}+\cdots\right);\\ &u=f+Ts=\frac{4}{3}\left(\ln(1-T)+T+\frac{T^2}{2}+\frac{T^3}{3}+\frac{T^4}{1-T}\right)=\frac{4}{3}\left(\frac{3}{4}T^4+\frac{4}{5}T^5+\frac{5}{6}T^6+\cdots\right). \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Wir haben hier die Formel für die Entropiedichte s etwas verändert und daraus f, p, u berechnet. Der dritte Hauptsatz bleibt mit $s=0$ für $T=0$ erfüllt; außerdem ist jetzt auch der vierte Hauptsatz befriedigt, dessen logische Verträglichkeit mit den anderen somit erwiesen ist.

Die Frage, ob die Formel (3), abgesehen von dem zunächst verfolgten Zweck, diese logische Verträglichkeit zu beweisen, auch wirklich die bei hohen Temperaturen zu erwartenden Abweichungen vom Stefan-Boltzmannschen Gesetz richtig darstellt, muß natürlich abgetrennt werden von der grundsätzlichen Beurteilung des neuen Wärmesatzes. Bei Annäherung an 10^{12} Grad müssen in schwarzer elektromagnetischer Strahlung ständig merkliche Mengen von positiven und negativen Elektronen sowie Mesonen auftreten. Bei ungefähr 10^{11} Grad ist dieser Effekt jedoch vernachlässigbar; und für Temperaturen von 10^9–10^{11} Grad ist also jedenfalls die Frage sinnvoll, wie das Stefan-Boltzmannsche Gesetz in Rücksicht auf den neuen Wärmesatz abzuändern sei. Vielleicht wird in der Tat durch Gleichung (3) die Antwort gegeben. Aber wahrscheinlicher ist mir folgende Verallgemeinerung des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes:

$$\left.\begin{aligned} &s=\frac{4}{3}\frac{T^3}{(1-T)^4}=\frac{2}{9}\sum_n n(n-1)(n-2)T^n;\\ &p=-f=\frac{2}{9}\sum_n\frac{n(n-1)(n-2)}{n+1}T^{n+1};\\ &u=\frac{2}{9}\sum_n\frac{n^2(n-1)(n-2)}{n+1}T^{n+1}. \end{aligned}\right\} \qquad (2')$$

B. Um auch an einem konstruierten Beispiel eines homogenen Stoffes die logische Verträglichkeit der vier Hauptsätze nachzuweisen, setzen wir zunächst die spezifische Entropie an in der Form

$$s=\varphi(v)\frac{T}{1-T};\qquad T=\frac{s}{s+\varphi(v)} \qquad (4)$$

und erfüllen damit den dritten und vierten Hauptsatz jedenfalls für $\varphi(v)>0$. Für die freie Energie schreiben wir dann

$$\left.\begin{aligned} f&=-\int_0^T s\,dT=\varphi(v)\left(\ln(1-T)+T\right)\\ &=-\varphi(v)\left(\frac{T^2}{2}+\frac{T^3}{3}+\frac{T^4}{4}+\cdots\right). \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Ist $\varphi(v)$ insbesondere eine mit v monoton wachsende, für $v=v_0$ verschwindende Funktion, so sieht im T,v-Diagramm die Adiabatenschar ähnlich aus wie im T,V-Diagramm des Strahlungshohlraums: Alle Adiabaten laufen im singularen Punkte $v=v_0$, $T=1$ zusammen. Der Druck

$$p=-\frac{\partial f}{\partial v}=-\varphi'(v)\left(\ln(1-T)+T\right) \qquad (6)$$

ist für $T>0$ stets positiv; und wenn auch noch $\varphi'(v)$ als unendlich für $v=v_0$ vorausgesetzt wird, so ist nach Gleichung (6) der singuläre Punkt $v=v_0$, $T=1$ unerreichbar.

Wenngleich somit die Unerreichbarkeit der Grenztemperatur $T=1$ auch in diesem Beispiel gesichert und die logische Verträglichkeit dieser Unerreichbarkeit mit den bisherigen Hauptsätzen der Thermodynamik erneut bewiesen ist, so bleibt doch unbefriedigend, daß die etwas

schärfere Fassung unseres Prinzips – Unendlichwerden der Entropie bei $T=1$ – hier wegen des Ausnahmepunktes $v=v_0$, $T=1$ nicht lückenlos gewahrt ist. (Beim Strahlungshohlraum ergibt sich diese Schwierigkeit nicht, weil dort im T,v-Diagramm der singuläre Vereinigungspunkt der Adiabaten mit $V=0$ nicht nur unbestimmte Entropie, sondern zugleich auch unbestimmte Temperatur besitzt.)

Wir wollen deshalb die Funktion $\varphi(v)$ etwas anders wählen, beispielsweise so:

$$\varphi(v) = \frac{v \ln v}{v + \sqrt{v-2}}. \tag{7}$$

Hier ist mit der Wurzel $\sqrt{v-2}$ eine Zweideutigkeit eingeführt. Zustände mit $v<2$ sind auszuschließen, und für $v>2$ ist f eine zweiwertige Funktion von T und v: Die Zustandsmannigfaltigkeit ist also im T,v-Diagramm in der Weise darzustellen, daß wir den Bereich $v>2$ mit zwei getrennten Blättern überdecken, die längs $v=2$ zusammenhängen. Im ganzen Gebiete (auf beiden Blättern) $v>2$ ist $\varphi(v)$ stets positiv und endlich; also f stets negativ. Für $v \gg 1$ wird der Unterschied der Funktionswerte auf den beiden Blättern vernachlässigbar: $\varphi(v) \approx ln\, v$.

Es wird nun

$$\varphi'(v) = \frac{1}{(v+\sqrt{v-2})^2}\left(v+\sqrt{v-2}+\frac{v-4}{2\sqrt{v-2}}\ln v\right); \tag{8}$$

der betrachtete homogene Stoff zeigt danach auch kontraktive Zustände, mit negativem Druck. Und zwar verschwindet $\varphi'(v)$ bei $v=2{,}1$ und positiver Wurzel $\sqrt{v-2}$. Auf dem „positiven Blatt" erstrebt der Stoff also Ausdehnung für $v>2{,}1$ und Zusammenziehung für $v<2{,}1$, auf dem negativen Blatt stets Ausdehnung. Beim Kleinstwert $v=2$ wird $p=\pm\infty$.

Die Gestalt der Adiabaten übersieht man qualitativ durch Betrachtung der Ableitung

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\frac{s}{(s+\varphi)^2}\varphi' = -T(1-T)\frac{\varphi'}{\varphi}. \tag{9}$$

Da hiernach die fragliche Ableitung stets das gleiche Vorzeichen hat, wie $-p$, so ergibt sich für jede der Adiabaten eine Gestalt wie in der Fig. 1 angegeben.

Offenbar lassen sich beide Beispiele A und B noch in mannigfaltigster Weise abwandeln, etwa so, daß der betrachtete homogene Stoff bei $v \gg 1$ und mittleren Temperaturen in ein klassisches ideales Gas übergehen würde. Es liegt aber auf der Hand, daß das Beispiel B in seinen qualitativen Zügen typisch sein wird: Man wird stets bei einem homogenen Stoff auf Grund des vierten Hauptsatzes eine Zweideutigkeit im T,v-Diagramm zu erwarten haben, welche jedoch erst bei hohen Dichten merkbar wird; und man wird dabei stets mit dem Auftreten sowohl negativer Drucke als auch negativer Werte der Ableitung (9) zu rechnen haben. Jedoch ist es lediglich eine Besonderheit des erörterten Beispiels, daß das Verhältnis zwischen $\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s$ und p stets negativ ausgefallen ist — so daß uns dieses Beispiel noch nicht die durch das Postulat von § 1 geforderte adiabatische Expansion mit Erwärmung liefert. Wir hätten ja in Gleichung (5) zu der gegebenen Entropiefunktion Gleichung (4) eine etwas allgemeinere Gestalt der freien Energie annehmen können: Eine beliebige Funktion von v allein darf noch addiert werden. Die bei dieser Veränderung unseres Beispiels sich ergebende Veränderung des Druckes (bei unveränderten Adiabaten im T,v-Diagramm) zerstört die einfache Beziehung (9), und ergibt damit unvermeidlicherweise Adiabatenstücke, die bei positivem Druck eine positive Ableitung, Gleichung (9) haben.

Damit ist gezeigt worden, daß das hier versuchsweise als ein „vierter Hauptsatz der Thermodynamik" eingeführte Prinzip, dessen logische Verträglichkeit mit den übrigen thermodynamischen Hauptsätzen sich erwiesen hat, dazu führt, daß im allgemeinen jeder homogene Stoff bei hohen Dichten unter Umständen adiabatische Expansion mit Erwärmung ausführt. „Im allgemeinen" heißt dabei, daß ein Zustandekommen dieses Effektes nur bei sehr spezieller Gestalt der thermodynamischen Funktionen des Stoffes unterbleiben kann.

Ob es in der Natur mehr als eine Art von homogenen Stoffen gibt, für welche diese Feststellungen von Belang sind, bleibe dahingestellt: Bei sehr hohen Temperaturen oder Drucken lösen sich die Atomkerne in ihre Bestandteile auf, und es verbleibt der aus einem Gemisch von Nukleonen mit Mesonen, Elektronen und Lichtquanten bestehende homogene Stoff übrig. Daß bei diesem Stoff gerade der besondere Fall Gleichung (9) vorläge, welcher den uns beschäftigenden Effekt ausschließen würde, kann zwar ohne ausführlichere Untersuchung nicht abschließend widerlegt, aber ohne weiteres für überaus unwahrscheinlich erklärt werden. Das Postulat, welches wir in § 1 ausgesprochen und weiterhin in Verbindung mit den astrophysikalischen Erfahrungstatsachen erörtert haben, darf in diesem Sinne als deduzierbare Folgerung aus

dem hier versuchsweise aufgestellten neuen thermodynamischen Prinzip bezeichnet werden; und damit erhält dieses Prinzip seinerseits eine recht starke empirische Unterlage seitens der Astrophysik.

Natürlich muß aber ein Prinzip, welches zu einer Abänderung des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes nötigt, auch sonst gegenüber der bisherigen Thermodynamik der Strahlung einschneidende Neuerungen bringen.

In einem Koordinatensystem Σ sei ein schwarzer Lichtstrahl der Temperatur T gegeben; in einem gegen Σ bewegten Koordinatensystem Σ' haben wir dann ebenfalls einen Lichtstrahl (während ein in Σ vorhandener materieller Strahl in Σ' im allgemeinen fächerförmig auseinandergezogen würde); und auch dieser ist schwarz, hat aber eine andere Temperatur T'. Ist ν die in Σ gemessene Frequenz eines der fraglichen Lichtquanten, und ν' die Frequenz in Σ', so hat ν'/ν für alle Lichtquanten dieses Strahls denselben Wert. Die bisherige Strahlungstheorie behauptet nun die relativistische Invarianz

$$\frac{\nu'}{T'} = \frac{\nu}{T}. \tag{10}$$

Danach könnte eine Temperatur $T < 1$ durch Lorentztransformation in $T' > 1$ verwandelt werden.

Der Beweisgrund für Gleichung (10) liegt darin, daß eine Entropie (oder ein statistisches Gewicht) in der bisherigen Strahlungstheorie als relativistische Invariante angesehen wird; diese in der Literatur gewöhnlich durch einen Trugschluß begründete Invarianz ergibt sich einwandfrei aus der Bemerkung, daß andernfalls offenbar die Reflexion an einem bewegten idealen Spiegel Entropieänderung im Lichtstrahl ergeben würde[7]). Dieser klassische Beweis verliert aber seine Überzeugungskraft, sobald wir die mit der Elementarlänge l zusammenhängenden Effekte berücksichtigen. Für harte Strahlung gibt es keinen idealen Spiegel, und zwar eben wegen der durch l bedingten Strukturverhältnisse der Materie: Gedankenexperimente, welche mit idealen Spiegeln arbeiten, sind also in der Elementarlängentheorie (kürzer: Grundlängentheorie) ebenso unerlaubt wie quantenphysikalische Gedankenexperimente, welche eine gleichzeitige Festlegung von Ort und Impuls eines Teilchens voraussetzen würden.

Wir gewinnen hieraus die Freiheit, adiabatische Invarianz und relativistische Invarianz zu trennen; und der oben versuchten Abänderung (3′) des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes würde es entsprechen,

$$(1 - T')S' = (1 - T)S \tag{11}$$

als relativistisch invariant anzunehmen[8]). Man bekommt dann statt Gleichung (10) Invarianz von

$$\nu' \frac{1 - T'}{T'} = \nu \frac{1 - T}{T}; \tag{12}$$

danach kann durch Lorentztransformation eine Temperatur $T < 1$ ebensowenig in $T' > 1$ verwandelt werden wie eine Geschwindigkeit $v < c$ in $v' > c$.

Für das Plancksche Gesetz erhält man als eine mit Gleichung (11, 12) und (3′) in Einklang befindliche Verallgemeinerung:

$$\left.\begin{aligned} n_\nu &= \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}(1-T)} - 1}; \\ s_\nu &= \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{k}{1-T}\left\{(1+n_\nu)\ln(1+n_\nu) - n_\nu \ln n_\nu\right\}; \\ f_\nu &= -\int_0^T s_\nu dT; \quad \varrho_\nu = f_\nu + T s_\nu. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

7) Diese Beweismöglichkeit ist in der Literatur anscheinend nicht erwähnt, liegt aber der Tatsache zugrunde, daß man das Wiensche Verschiebungsgesetz auf zwei Wegen beweisen kann, durch Betrachtung einer adiabatischen Volumänderung des Strahlungshohlraums oder durch Benutzung der Lorentzinvarianz der Entropie. Der in der Literatur vorgetragene Beweis der Entropieinvarianz auf Grund der Erwägung, daß die adiabatisch-reversible Beschleunigung eines Systems im thermodynamischen Gleichgewicht keine Entropieänderung bedingen könne, ist ein bloßer Zirkelschluß, bei dem die zu beweisende These bereits mit in die Voraussetzungen aufgenommen ist. Logisch ist es offenbar unmöglich, aus Prinzipien, die sich zunächst nur auf ruhende Systeme beziehen, ohne zusätzliche Axiome Aussagen über beschleunigte Systeme abzuleiten. Einwandfrei ist hingegen die Erwägung, daß die Stetigkeit der Lorentzgruppe und die Ganzzahligkeit der statistischen Gewichte deren Invarianz notwendig machen; aber man kann für die künftige Theorie der Elementarlänge eine unveränderte Intakterhaltung des Begriffes der statistischen Gewichte wohl nicht im voraus garantieren.

8) Der Annahme (3) dagegen entspräche $\sqrt[4]{1-T} \cdot S = \text{invar.}$

Als folgerichtiges Modell eines homogenen Stoffes wird man dann etwa ein relativistisches Elektronengas betrachten, welches zu beschreiben wäre durch

$$\left.\begin{aligned} n_\nu &= \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}(1-T)+a}+1}\,; \\ s_\nu &= -\frac{16\pi\nu^2}{c^3}\,\frac{k}{1-T}\{(1-n_\nu)\ln(1-n_\nu)+n_\nu \ln n_\nu\}\,. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Die gegebene Teilchenzahl N legt in bekannter Weise den (von ν unabhängigen) Parameter a fest:

$$\int_0^\infty \frac{16\pi\nu^2}{c^3}\, n_\nu\, d\nu = \frac{N}{V}\,. \tag{15}$$

Berücksichtigung einer von Null verschiedenen Ruhmasse der Teilchen erfordert lediglich Ersatz des Faktors ν^2 in Gleichung (14, 15) durch den bekannten allgemeineren Ausdruck. Die n_ν werden übrigens wie bisher als maßgebend für die Prozeßhäufigkeiten anzusehen sein.

Ein solcher homogener Stoff Gleichung (14, 15) dürfte sich qualitativ wie das obige Beispiel B verhalten. Im Grenzfall geringer Dichten, also bei $n_\nu \ll 1$, wächst in der Tat die Entropie bei Annäherung an $T = 1$ gegen ∞ wie $\frac{1}{1-T}$. Die Mitberücksichtigung eines Lichtquantenanteils in diesem homogenen Stoff wäre entsprechend durchzuführen; ebenso die Beschreibung eines homogenen Stoffs aus Nukleonen, Mesonen, Elektronen, Lichtquanten und Neutrinos. Ohne auf Einzelheiten näher einzugehen, heben wir abschließend folgenden Punkt hervor. Die bisherige Theorie ließ, wie Chandrasekhar gezeigt hat[9]), erwarten, daß ein Stern eine gravitationsbedingte Zusammenziehung erleiden könnte, die zu beliebig hohen Dichten, über die Kerndichte hinaus, führen würde. Die Kernbindungskräfte bilden hierfür offenbar kein Hindernis, da sie bei 10^{12} Grad unwesentlich geworden sind, so daß die Theorie des idealen Fermigases anwendbar wird. Dieses Ergebnis Chandrasekhars bedeutet wohl ein sehr starkes Argument für die Notwendigkeit einer grundsätzlichen Revision der Thermodynamik hoher Dichten und hoher Temperaturen. Das in Gleichung (14, 15) beschriebene ideale Fermigas mit Berücksichtigung der Elementarlänge dürfte dazu führen, daß eine die Kerndichte wesentlich übertreffende Dichte zwar grundsätzlich möglich wäre, aber nur bei sehr starker Annäherung an die Grenztemperatur $T = 1$, derart, daß die dazu nötige thermische Energie die frei werdende Kontraktionsenergie übertreffen würde.

Die Aufstellungen, zu denen wir gelangt sind, scheinen trotz ihrer Fremdartigkeit innere Geschlossenheit und Folgerichtigkeit zu besitzen. Sollte der hier versuchsweise ausgesprochene neue Wärmesatz sich künftig in der Tat bewähren, so würde man einen wesentlichen Erfolg der astrophysikalischen Forschungen gerade darin sehen dürfen, daß sie Unterlagen geliefert haben zu einer Aufklärung der Rolle der Elementarlänge in der Thermodynamik.

9) Vgl. F. Hund, Erg. d. ex. Naturw.

Zur Zeit Berlin, Winter 1943/44.

(Eingegangen 26. April 1944)

Turbulent wassergekühlte Hochleistungs-Elektromagneten. I.

Von Eduard Justi

Mit einem theoretischen Anhang von Walter Fritz, Berlin-Charlottenburg. Mitteilung aus dem Institut für angewandte Physik der Reichsuniversität Posen

Herrn Professor Dr. Dr. R. W. Pohl, Göttingen, zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Es wird ein Elektromagnet beschrieben, dessen röhrenförmige Wicklung an das stark verwirbelt durchströmende Kühlwasser bis zu 9800 [kcal/m² h Grad] Kühlleistung abzugeben vermag, wodurch sich eine sehr hohe Erregerstromdichte anwenden läßt. Die theoretische Kritik des Hopkinsonverfahrens der Erregungswicklungsberechnung läßt die Bewertung nach Amperewindungen schlechthin ablehnen und lehrt zwischen geometrisch verschieden wirksamen Windungen unterscheiden. Beide Gesichtspunkte zusammen führen zur Verminderung der Wicklung auf wenige geometrisch begünstigte Erregerwindungen, auf die die gesamte Erregerenergie mit hoher Stromdichte konzentriert wird. Dieser Wicklungsform angemessen ist ein aus zwei Topfmagneten zusammengesetztes Eisen- bzw. Ferrokobaltjoch; Polschuh

und Polkern sind zu einem gemeinsamen Kegel von $2 \times 45°$ zusammengezogen, das geringe magnetische Streuung und optimale Raumerfüllung durch die Cu-Windungen ermöglicht. Das Außenjoch ist zur Unterdrückung des Streuflusses bis auf wenige Öffnungen vollständig geschlossen und so dimensioniert, daß es sich bei Höchstlast in der Maximalpermeabilität befindet. Glasseidenisolation beansprucht wenig Raum und ist fest gegen Durchschlag bei plötzlichem Ausschalten der Erregung.

Von drei verschieden großen Modellen vermag das größte, später ausführlich zu beschreibende dank der turbulenten Kühlmethode bei nur 320 kg Gewicht 300 kW Höchstlast aufzunehmen, das Doppelte wie der Uppsalamagnet von 35000 kg Gewicht.

Das hier beschriebene kleinste Modell von 85 kg Gewicht ist ohne Kühlwasseranzapfung mit 6 kW, bei 3 Anzapfungen mit 16 kW belastbar; seine Polspaltinduktions-, Erregerstromkurve $B_{\text{Spalt}} = f(I)$ übertrifft mit steigender Belastung die bisher bekannten, wesentlich schwereren Magneten beträchtlich. So liefert der neue Magnet im $d = 5$ [mm] weiten Spalt von 10 mm Durchmesser z. B. bei $I = 40000$ [Amp.W] $B_{\text{Spalt}} = 3{,}55$ [Volt.sec/m^2] (35500 Gauß) gegenüber nur $B_{\text{Spalt}} = 2{,}67$ wie der bisher verbreitetste Magnet, der 320 kg-Weißmagnet. Im Gebiet, wo andere Magnete schon ausgesprochen gesättigt erscheinen, steigt seine $B_{\text{Spalt}} = (I)$-Kurve noch merklich an und überschreitet $B_{\text{Spalt}} = 4$ [Volt.sec/m^2] bei $I = 58000$ [Amp.W]. Er übertrifft noch bei $d = 10$ [mm] die Induktion des kleinen Weißmagneten bei $d = 5$ [mm] Spaltweite.

Äußerlich ist der neue Magnet durch verschiedene praktische Maßnahmen, wie z. B. seine Speisung über Stufentransformator und Trockengleichrichter aus dem Drehstromnetz gekennzeichnet.

In einem Anhang erläutert W. Fritz die Anwendung der Nusseltschen Theorie des turbulenten Wärmeüberganges auf das Problem der wirksamen Abführung der Stromwärme in Elektromagneten und führt die Berechnung an einigen praktischen Beispielen für die hier beschriebenen Konstruktionen durch.

Gliederung

1. Aufgabenstellung.
2. Grundsätzliche Gesichtspunkte für die Konstruktion turbulent wassergekühlter Elektromagnete.
   a) Wirkungsweise der turbulenten Wasserkühlung im Elektromagneten.
   b) Besonderheiten der Dimensionierung turbulent wassergekühlter Erregerwicklungen.
   c) Besonderheiten der Ausbildung des Eisenjoches turbulent wassergekühlter Elektromagnete.
3. Praktische Ausführung des 6-kW-Magneten.
4. Vergleich der Leistung des neuen 6-kW-Magneten mit der anderer Typen.
5. Anhang von W. Fritz: Quantitative Theorie der turbulenten Wasserkühlung von Elektromagneten.
   a) Der Wärmeübergang.
   b) Der Druckabfall.
   c) Erstes Berechnungsbeispiel.
   d) Zweites Beispiel.

1. Aufgabenstellung

Die Erzeugung besonders starker Magnetfelder bildet heute die unerläßliche Voraussetzung für die Lösung vieler physikalischer, physikochemischer und technischer Probleme. Indessen sind die in den letzten Jahren erreichten, prozentual meist nur mäßigen Feldstärkensteigerungen (Fig. 6) durch unverhältnismäßig vermehrten Aufwand an Gewicht und Energiebedarf erkauft worden. Während z. B. der meistverbreitete der größeren Elektromagneten, der Weiß-Magnet von M. Kohl — Chemnitz, noch wenig mehr als 300 [kg] wiegt und nur 2 [kW] aufnimmt, wiegt der ganz ähnlich gebaute Leidener Riesenmagnet von Siemens & Halske (1) schon 14000 [kg] und wird bei Vollast mit 80 [kW] gespeist. Noch gewaltiger ist der Elektromagnet der Pariser Akademie (Fig. 1) in Bellevue (2, 3), der nicht weniger als 120000 [kg] wiegt und bis zu 93 [kW] Erregung aufnimmt. Durch günstigere Konstruktion zeichnet sich der von der ASEA hergestellte und von Dreyfus (3) beschriebene Riesenmagnet der Universität Uppsala aus, der eine größere Last — 140 [kW] — bei einem auf 37000 [kg] verminderten Gewicht zu verbrauchen vermag. Diesen Vorzug erreicht er durch die Benutzung von stark konischen statt annähernd zylindrischen Polkernen, einer konstruktiven Maßnahme, deren Einführung man Boas (4) verdankt. Justi und Scheffers (5, 6) konnten tatsächlich bei ihren galvanomagnetischen Versuchen mit ihrem Boas-Magneten von 1350 [kg] und 7 [kW] Höchstlast annähernd so starke Felder erzeugen wie die Leidener Forscher mit ihrem zylindrische Polkerne verwendenden Riesenmagneten. Der zur Zeit stärkste Elektromagnet der Welt, den Bitter (7, 8) im Massachusetts-Institut aufgebaut hat, wiegt zwar trotz seines enormen Energieverbrauches von 3000 [kW] netto nur etwa 50 [kg]. Tatsächlich benötigt dieser Magnettyp wohl noch mehr Eisen und Kupfer als der Pariser Riesenmagnet, denn man darf ja bei einem Vergleich den Aufwand für die erforderlichen Umformer- und Regelanlagen nicht außer acht lassen. Insofern erscheint der zur erzielten Feldverdoppelung getriebene Aufwand als erheblich.

In dieser Vergleichung sind hier wohlgemerkt nur solche Elektromagneten einbezogen, die in verhältnismäßig engem Raum extrem starke Felder erzeugen sollen, nicht aber Magneten, die wie beim Zyklotron auf große Polabstände und Polquerschnitte mittelstarke Felder erregen sollen und die durch das Volumen dieses Nutz-

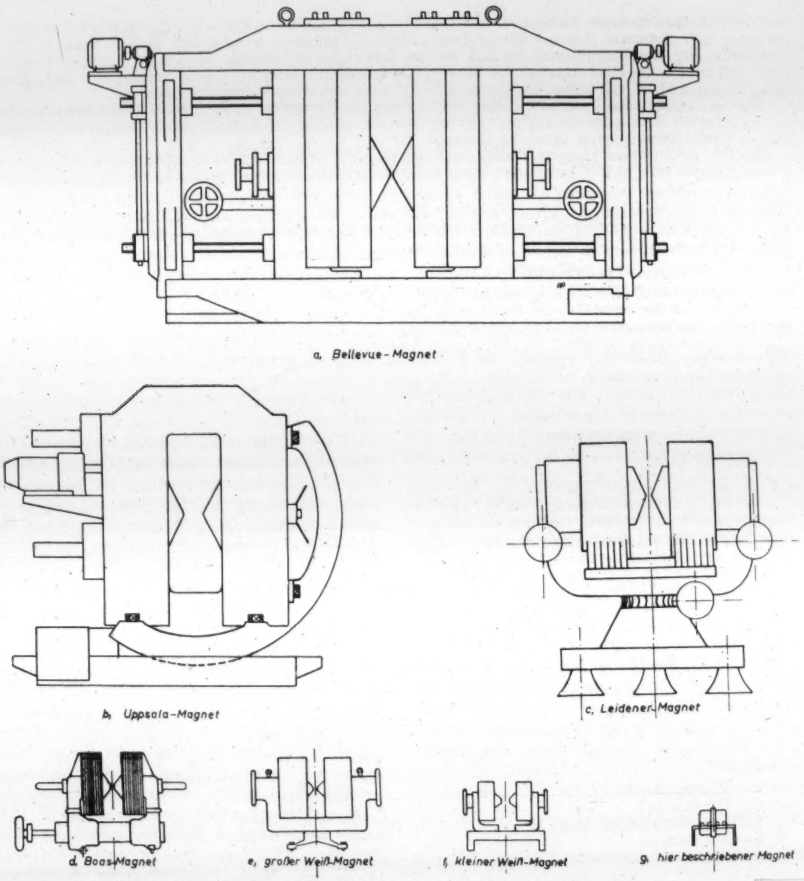

Fig. 1. Maßstäblicher Vergleich (1 : 50) der Größe der stärksten Elektromagneten mit Eisenjoch.
a) Riesenmagnet der Académie Française in Bellevue bei Paris.
b) Riesenmagnet der Technischen Hochschule in Uppsala, gebaut von der Asea.
c) Riesenmagnet des Leidener Kältelaboratoriums, gebaut von Siemens & Halske.
d) Elektromagnet der PTR., gebaut von Boas, Berlin NO.
e) Großer Weißmagnet, gebaut von M. Kohl, Chemnitz.
f) Kleiner Weißmagnet, gebaut von M. Kohl, Chemnitz.
g) Hier beschriebener turbulent wassergekühlter Elektromagnet, gebaut von M. Kohl, Chemnitz.

raumes den großen Aufwand als unvermeidlich erscheinen lassen[1]).

1) Der Höchstleistungsmagnet von Kapitza (9) kann hier nicht zum Vergleich herangezogen werden, weil er durch die Beschränkung der Meßdauer auf wenige 0,01 [sec] die Schwierigkeiten der laufenden Abführung der Stromwärme umgeht, die das Hauptproblem der Konstruktion stationärer Magnete bildet.

Sollte es wirklich nicht möglich sein, bei Beschränkung auf wenige [cm³] Meßraum stärkste Magnetfelder auch ohne so gewaltigen Aufwand an Eisen, Kupfer, Energie und Anschaffungskosten lediglich durch sinnvollere Konstruktion zu erzeugen? Diese Frage kann unbedingt bejaht werden auf Grund dieser Arbeit, in der ein Elektromagnet beschrieben wird, der bei nur

85 [kg] Gewicht 16 [kW] Höchstlast aufnimmt und dabei im Polspalt von 5 [mm] lichter Weite zwischen Polschuhen von 10 mm Durchmesser eine Polspaltinduktion von 4 [Volt · sec/m²] (1 [Volt · sec/m²] = 10000 [Gauß]) erzeugt, also mehr als der Boas-Magnet (3,65 [Volt · sec/m²]) oder der große Weiß-Magnet der Société Génèvoise (3,47 [Volt · sec/m²]) bei derselben Erregung von 58000 [Amp. Windungen]. Noch sinnfälliger wird die Ersparnis im Falle eines größeren Modells, das 300 [kW] aufzunehmen vermag und dabei nur etwa 1 Proz. des 140 kW-Magneten von Uppsala wiegt.

Nachfolgend werden die kühltechnischen und magnetischen Bauprinzipien dieses neuen 85 [kg]-Magneten, seine Ausführung, seine einfache Speisung aus dem Wechselstromnetz, und seine Leistungen beschrieben. Er ist hauptsächlich durch seine rationelle Abführung der Stromwärme mittels stark verwirbeltem Kühlwasser gekennzeichnet, deren Theorie in einem W. Fritz zu verdankenden Anhang ausführlich dargestellt wird. Die Beschreibung des 300 [kW]-Magneten sowie einer mittelgroßen Type von 50 [kW] Energieaufnahme sollen in einer weiteren Abhandlung folgen.

2. Grundsätzliche Gesichtspunkte für die Konstruktion turbulent wassergekühlter Elektromagnete

a) Wirkungsweise der turbulenten Wasserkühlung im Elektromagneten

Es ist zwar eine bekannte Binsenwahrheit, daß die Konstruktion starker Elektromagnete weniger ein elektrotechnisches als ein kühltechnisches Problem ist, da man die Erregerstromstärke bei gegebenen Magnetabmessungen um so mehr steigern kann, je wirkungsvoller man die Stromwärme abführt. Merkwürdigerweise ist aber bisher niemand von dieser qualitativen Erkenntnis zur quantitativen Gestaltung der optimalen Stromwärmeabfuhr auf Grund der Theorie des turbulenten Wärmeüberganges fortgeschritten; selbst Bitter (7) hat nur eine Faustformel für Wasserkühlung benutzt. Für den Kältephysiker ist es dagegen naheliegend, die ihm von der Dimensionierung der Röhrenwärmeaustauscher in Gasverflüssigungsanlagen geläufigen Gesetze des wirbelhaften Wärmeüberganges auch auf die Aufgabe der bestmöglichen Fortschaffung der Jouleschen Wärme röhrenförmiger Elektrizitätsleiter anzuwenden; er wird diesem primären kühltechnischen Gesichtspunkt die elektrischen und magnetischen Aufgaben als sekundär unterordnen aus der sicheren Erwartung heraus, daß sich durch passende Verwirbelung des Kühlwassers der Stromwärmeübergang um mehrere Größenordnungen steigern läßt. Denn da die Stromwärme mit der Erregerstromstärke beschleunigt (quadratisch) wächst, die Polspaltinduktion dagegen wegen fortschreitender magnetischer Sättigung mit der Erregung nur stark verzögert zunimmt, würde die Möglichkeit einer nur mäßigen Erregerstromsteigerung ohne praktischen Wert bleiben.

Der Fortschritt von dem laminar zum turbulent strömenden Kühlwasser wird am anschaulichsten durch den altbekannten Vorlesungsversuch illustriert, bei dem man Wasser im oberen Teil eines Reagenzröhrchens kochen kann, ohne daß hierbei Eisstückchen im unteren Teil des Röhrchens schmelzen; erhitzt man dagegen den unteren Teil des Probierröhrchens, so schmilzt das Eis schnell, weil nun zu dem durch die geringe Wärmeleitfähigkeit des Wassers beschränkten Wärmestrom der Wärmetransport durch die Konvektion des aufsteigenden Warmwassers hinzutritt. Für das Problem der Magnetkühlung ziehen wir daraus den Schluß, daß infolge der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Wassers nur die der *Cu*-Rohrwandung benachbarten Wasserschichten Wärme aufnehmen und fortführen, solange die Kühlflüssigkeit lediglich parallel zur Rohrachse strömt; erst wenn die Kühlflüssigkeit zusätzliche radiale Bewegungen in Richtung auf die *Cu*-Wand und wieder von ihr fort ausführt, also turbulent statt laminar strömt, kommt man in den Genuß der größenordnungsmäßigen Steigerung der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit des Wassers durch Konvektion. Der Umschlag von der laminaren in die turbulente Strömung erfolgt bekanntlich bei der kritischen Reynolds-Zahl $\mathfrak{Re}_{kr} = d \cdot w_{kr}/\nu = 1140$, also z. B. für eine Rohrweite von $d = 0{,}0035$ [m] dank der geringen kinematischen Zähigkeit des Wassers von $\nu = 6{,}3 \cdot 10^{-7}$ (vgl. Anhang) bereits ab $w_{kr} = 0{,}2$ [m/sec] Wassergeschwindigkeit.

Da der gesamte Wärmeübergang $Q = \alpha F(t_w - t_f)$ bei gegebener Wärmeübergangszahl

$$\alpha\ [\text{kcal/m}^2\,\text{Grad} \cdot \text{h}] = f(\mathfrak{Re})$$

dem Produkt aus der Kühlfläche F und der Temperaturdifferenz zwischen Wandtemperatur t_w und Flüssigkeitstemperatur t_f proportional ist, ist es ebenso vorteilhaft, den Temperatursprung wie die wasserbespülte Fläche zu vergrößern. Während also z. B. Dreyfus (3) als Elektroingenieur am Uppsala-Magneten rühmt, daß er dank reichlich bemessener Wasserkühlung durch die Stromwärmeverluste eine nur geringe Erwärmung erleidet, wird der Wärmefachmann umgekehrt den Temperatursprung $t_w - t_f$ so groß bemessen, daß die durch Rohrabmessungen und Wasserdruck vorgegebene Kühlwassermenge möglichst viel Stromwärme aufnimmt. Praktisch

wird man nicht höher als bis zu etwa $t_f = 80°$ C gehen, weil sonst an einzelnen Stellen durch Überschreitung von 100° C störende Dampfblasenbildung einsetzen könnte. Gewiß steigt der Ohmsche Widerstand des Magneten bei der Erwärmung von 20° auf 80° C um $60° \cdot 0{,}00431 = 26$ Proz., aber diesen Nachteil wird man gern in Kauf nehmen, wenn man dafür die Stromdichte von 4 [Amp./mm²] – wie beim Uppsala-Magneten – um 700 Proz. steigern kann wie bei unserem 300 [kW]-Magneten; denn dies bedeutet ja praktisch, daß man zur Erzielung derselben Ampere-Windungszahl mit $^1/_8$ der bisherigen Windungen auskommt und damit ein Mittel besitzt, die riesenhaften Dimensionen zu vermeiden.

b) Besonderheiten der Dimensionierung turbulent wassergekühlter Erregerwicklungen

Wenn auf diese Weise gerade die äußeren Windungen der Riesenmagneten fortfallen, wird sich dies um so vorteilhafter auswirken, weil diese einerseits wegen ihres großen Radius r einen nur geringen Feldbeitrag

$$H = I/2\,r \text{ [Amp./m]} \qquad \text{(A)}$$

im Kreismittelpunkt liefern und andererseits wegen ihrer großen Länge einen unverhältnismäßig großen Bruchteil der elektrischen Energie verzehren, den sie den infolge ihres kleineren Radius wirkungsvolleren inneren Windungen wegnehmen. Die hier behauptete Abhängigkeit des Feldbeitrages einzelner Windungen vom jeweiligen Radius bedarf insofern einer Begründung, als sie mit dem sogenannten Hopkinson-Verfahren [vgl. z. B. (10)] in Widerspruch steht, nach dem das Feld beliebig geformter Erregerspulen in der Technik berechnet zu werden pflegt. Es besteht darin, daß man die Gesamtwicklung in dünne Scheiben annähernd konstanten Querschnittes unterteilt und auf jede solche Scheibe die elementare Gleichung für die Feldstärke eines Solenoides

$$H = I \cdot N/L \text{ [Amp./m]} \qquad \text{(B)}$$

anwendet (N = Gesamtwindungszahl, L [m] = Spulenlänge). Wie indessen aus der theoretischen Physik bekannt ist, geht diese Gleichung aus der Formel für das Feld im Mittelpunkt eines kreisförmigen Leiters $H = I/2\,r$ durch Integration nur dann hervor, falls die Länge der aus diesen Einzelwindungen zusammengesetzten Spule viel größer ist als ihr Radius ($L \gg r$). Andernfalls ist der Beitrag der Einzelwindungen zum Gesamtfeld nicht unabhängig vom Radius, und insofern ($L < r$) ist das Hopkinson-Verfahren, ja überhaupt die Bewertung eines Elektromagneten nach Amperewindungen schlechthin ungeeignet, die günstigste geometrische Anordnung der Erregerwicklung vorauszuberechnen. Auch die Begründung des Hopkinson-Verfahrens durch den Linienintegralsatz $\int H\,dl = n \cdot I$ versagt wegen überwiegenden Streuflusses.

Die Feldstärke einer kreisförmigen Einzelwindung fällt bekanntlich vom Wert $H_0 = I/2\,r$ im Kreismittelpunkt auf den Wert

$$H_a = I \cdot r^2/2\,(r^2 + a^2)^{3/2} \qquad \text{(C)}$$

in einem Aufpunkt ab, der auf der Achse des Kreises liegend vom Kreismittelpunkt a [m] entfernt ist; ist insbesondere $r \gg a$, so kann man im Nenner a^2 gegen r^2 vernachlässigen und erhält als Grenzfall

$$H_{a \ll r} = I/2\,r = H_0\,. \qquad \text{(D)}$$

Für die äußeren Windungen ist also zwar das Feld im Kreismittelpunkt wegen des großen Radius gering, fällt aber von da bis zum Polspalt wegen $r > a$ wenig ab. Betrachtet man den anderen Grenzfall, daß der Radius gegen den Achsenabstand zwischen Polspaltmitte und Windungsebene gering ist, so kann man im Nenner r^2 gegen a^2 vernachlässigen und erhält so

$$H_{a \gg r} = I \cdot r^2/2\,a^3 = H_0 (r/a)^3\,. \qquad \text{(E)}$$

Für die innersten Windungen fällt also die Feldstärke von einem wegen des geringen Radius großen H_0-Wert in der Windungsebene auf einen wiederum sehr kleinen Betrag im Polspalt ab, der z. B. für $a/R = 3$ nur noch 3,7 Proz. von H_0 beträgt.

Aus mathematischen Gründen (Rollesches Theorem) muß zwischen diesen beiden Minima ein Optimalwert liegen. Die Lage dieses Maximums läßt sich einfach analytisch ermitteln, indem man die Gleichung für H_a bei festgehaltenem a nach r differenziert und diese Ableitung gleich Null setzt. So erhält man als Bedingung für maximale Feldstärke im Abstand a den jeweils optimalen Radius:

$$(\partial H/\partial r)_a = I \cdot r\,[2\,(r^2 + a^2) - 3r^2]/2\,(r^2 + a^2)^{5/2}. \qquad \text{(F)}$$

Dieser Ausdruck wird offenbar dann Null, wenn der Klammerausdruck im Zähler verschwindet, wenn also $r^2 + a^2 = 3r^2/2$ wird. Unter allen Kreiswindungen, die in einer Ebene im Abstand a vom Aufpunkt (Polspaltmitte) liegen, liefert also jeweils diejenige Windung den höchsten Feldstärkenbeitrag, deren Radius $r_{opt} = a\sqrt{2}$ beträgt. In diesem Falle ergibt die Einzelwin-

dung im a [m] entfernten Polspalt den Feldstärkenbeitrag

$$\left.\begin{aligned} H_{max} &= I/3a\sqrt{3} = 0{,}1925 \cdot I/a \\ &= 0{,}1925 \cdot I \cdot \sqrt{2}/r_{opt} \\ &= 0{,}273 \cdot I/r_{opt}\,[\text{Amp./m}]\,. \end{aligned}\right\} \quad (G)$$

Diese Gleichung ist nicht nur auf eisenfreie ($\mu = 1$) Spulen beschränkt, sondern sie gilt mit steigender Feldstärke immer genauer auch für Eisenkernmagnete, weil oberhalb des Sättigungsfeldes H_s (etwa $1{,}8 \cdot 10^6$ [Amp./m]) die Permeabilität μ gemäß $\mu = 1 + H_s/H$ von $\mu = 2$ auf $\mu = 1$ fällt. Es trifft daher auch für hochgesättigte Eisenjochmagnete allgemein zu, daß für jeden Abstand a von der Symmetrieebene des Spaltes die wirksamsten spaltnahen Magnetisierungswindungen auf einem Doppelkegel des Öffnungswinkels $2 \arctan \sqrt{2} = 2 \times 48°55'$ liegen und daß diese Windungen um so wirksamer sind, je kleiner ihr Radius ist.

Aus diesen Berechnungen ziehen wir folgende praktischen Schlüsse:

1. Wenn man, wie bei den bekannten Riesenmagneten von Bellevue, Leiden, Uppsala oder den Konstruktionen von Rühmkorff, du Bois-Reymond, Weiß und Boas, die konischen Polschuhe zugunsten ihrer leichten Auswechselbarkeit und der bequemen Zugänglichkeit des Interferrikums unbewickelt läßt, so beraubt man den Magneten dadurch seiner wirksamsten Erregerwindungen.
2. Es ist unzweckmäßig, nach dem Vorgang von Bitter (8) den Polschuh fortzulassen und den hierdurch freiwerdenden Raum innerhalb des optimalen Kegels mit Erregerwindungen zu erfüllen, da diese wegen $r < a$ nur einen geringen Feldbeitrag in der Polspaltmitte liefern können; selbst beim Doppelten bis Dreifachen der Sättigungsfeldstärke H_s ist die Polspaltinduktion bei Verwendung von Eisen- oder Ferrokobalt-Polschuhen wegen $\mu > 1{,}33$ immer noch größer, als wenn man den Polschuhraum durch Erregerwindungen von $a > r$ füllt.

c) Besonderheiten der Ausbildung des Eisenjoches der turbulent wassergekühlten Elektromagnete

Die eben ausgeführten Überlegungen über die günstigste Dimensionierung turbulent wassergekühlter Erregerspulen bestimmen nicht nur weitgehend die Formgebung von ihnen umhüllten Teiles des Eisenjoches; der gegenüber den üblichen Konstruktionen stark verminderte Radius der äußeren Windungen ermöglicht außerdem die von Bitter (7) theoretisch als günstig erkannte möglichst vollständige Umhüllung der Wicklung mit einem rotationssymmetrischen, lediglich durch kleine Öffnungen für die Durchführung der Strom- bzw. Wasserleitungen sowie der Versuchsproben durchbrochenen Eisenmantel, ohne daß dadurch der Magnet sehr schwer wird*). Der Durchmesser des Außenjoches wird um so kleiner gehalten werden können, je günstiger der Innenraum durch die Strom- und Wasserleitungen ausgenützt wird. Benutzt man *Cu*-Röhren von geringer Wandstärke und weiter Bohrung, so erhält man zwar einen beträchtlichen Kühlwasserstrom, aber auch erhöhte Stromwärme; umgekehrt vermindert eine größere Wandstärke der *Cu*-Leiter die Produktion Joulescher Wärme, setzt aber zugleich den Kühlwasserdurchfluß bei gegebenem Wasserdruck herab. Durch Benutzung einer Kühlwasserdruckpumpe sowie Unterteilung der Wicklung in vom Wasser parallel durchflossene Stränge kann man die Kühlwassermenge auch nur in beschränktem Maße erhöhen. Daraus folgt, daß ein solcher Magnet für eine ganz bestimmte Stromwärmeerzeugung ausgelegt werden muß; dimensioniert man das Außenjoch so, daß es sich für diese Höchstlast in der Maximalpermeabilität μ_{max} befindet, so vermeidet man nicht nur vorzeitige Sättigung, sondern gewinnt neben einer mit der Erregung bis zur Höchstlast noch merklich ansteigenden Polspaltinduktion eine gemäß dem Feldlinienbrechungsgesetz $\operatorname{tg}\alpha_1/\operatorname{tg}\alpha_2 = \mu_1/\mu_2$ optimale Abschirmung des Uhren und andere Meßinstrumente störenden Streufeldes. Wenn man so dem Eisenjoch die Form zweier gegeneinander gekehrter Topfmagnete gibt – wie sie z. B. auch H. Lange lt. persönlicher Mitteilung mit Vorteil benutzte — und außerdem statt der verschiebbaren zylindrischen Polkerne durchweg konische Innenjoche verwendet, verliert man freilich die Möglichkeit, die Polspaltweite stetig zu verändern. Das ist aber praktisch kein Nachteil, wenn man die Gußstücke so weit abdreht, daß ein fester Mindestspalt (von z. B. 5 mm) besteht, den man durch Abstandsringe vom Querschnitt des Außenjoches stufenweise (auf z. B. 10, 15 ... mm) erweitert. Bei Beschränkung auf n fest eingestellte Abstände kommt man dann nämlich mit n Eichkurven aus, und man ist der zeitraubenden Mühe enthoben, vor oder nach jeder Messung die für die jeweilige, sonst stetig veränderliche Spaltweite gültige Polspaltinduktionskurve in Abhängigkeit von der Erregerstromstärke neu aufzunehmen. Auch engere Polspalte als z. B. 5 mm können durch Abstands-

*) Auf die Vorzüge eines bis auf kleine Öffnungen geschlossenen rotationssymmetrischen Außenjoches hat mich Herr Dr. J. Kramer dankenswerterweise hingewiesen.

ringe zwischen Polkern und Polschuh leicht hergestellt werden. Diese Konstruktion verhindert auch sicher eine Verengerung des Polspaltes mit wachsender Feldstärke. Es ist bekannt, daß mäßige Abweichungen von den „Helmholtz-Winkeln" der Polschuhe von $2 \times 40°$ für homogenste Induktion bzw. $2 \times 55°$ für stärkste Induktion praktisch bedeutungslos sind, und Justi und Scheffers (5) haben darauf hingewiesen, daß bei sehr hohen Feldstärken die Induktion im ganzen Interferrikum wegen der geringen Permeabilität der Polschuhe weitgehend homogen ist, unabhängig von der Form der Polschuhe; das folgt aus dem Feldlinienbrechungsgesetz

$$\operatorname{tg} \alpha_1 / \operatorname{tg} \alpha_2 = \mu_1/\mu_2 \text{ für } \mu_1 \to \mu_2.$$

Insofern ist man nicht streng an einen magnetostatisch vorgegebenen Öffnungswinkel der Polschuhe bzw. Polkerne gebunden, sondern man darf diesen derart abändern, daß man im Wicklungsraum möglichst viele Erregerwindungen unterbringen kann. Das ist bei Verwendung von *Cu*-Rohr kreisrunden oder quadratischen Querschnittes offenbar dann der Fall, wenn Polschuh und Polkern durchweg $2 \times 45°$ Öffnungswinkel besitzen, weil dann beim Wickeln jede neue Lage Raum für genau eine Windung mehr bietet. Bei größerer Steigung wäre nicht genügend Platz für eine Windung mehr in jeder folgenden Lage, und bei geringerer Steigung würde der Breitenzuwachs je Lage nicht durch weitere Windungen ausgenützt.

Die magnetisch günstigen Abmessungen der Eisentöpfe hängen natürlich von den Daten des verwendeten Gusses ab, der z. B. durch seine Höchstpermeabilität den Querschnitt des Außenjoches bestimmt. Man könnte versuchen, diese Abmessungen mit genaueren Berechnungen als der oben wiedergegebenen halbquantitativen Theorie zu ermitteln; indessen ist die betreffende Theorie von Bitter (7) durch einen Rechenfehler (8) entstellt, und auch die Gleichungen von Dreyfus (3) sind wie alle ähnlichen Überlegungen wegen der verwickelten Feldabhängigkeit der Permeabilität grundsätzlich nur von beschränktem Wert. Die Formgebung des neuen Doppeltopfmagneten ist indessen von solchen Unsicherheiten frei; denn von verschiedenen Versuchsmodellen wurde das günstigste mittels in passend verteilte Bohrungen eingefädelten Probespulen fluxmetrisch bestimmt. Das war insofern leicht möglich, als der Erregerstrom infolge der ausgezeichneten Isolation plötzlich ausgeschaltet werden durfte. Bei Verwendung des Kruppschen Sonderstahls Hyperm O lieferte seine $B = f(\dot{I})$-Kurve schon bei geringerer Erregung verhältnismäßig starke Polspaltinduktionen B_{spalt} und wies außerdem sehr geringe Remanenz auf.

Bisher haben wir das Problem der günstigsten Ausnutzung des Wicklungsraumes so idealisiert, als ob nur die Kupfer- und Wasserquerschnitte Raum beanspruchten. Tatsächlich muß man aber noch Platz für eine ausreichende Isolation vorsehen, die gegen den Durchschlag des „Extrastromes" bei plötzlichem Ausschalten der Erregung fest sein sollte. Die Forderung einer hohen Durchschlagsfestigkeit läßt sich mit dem Wunsch nach geringer Isolatordicke und Wasserbeständigkeit vereinen, wenn man das im Flugzeugbau bewährte Glasseidenband verwendet. Man kann entweder das reine Gespinst aufwickeln und es mit Bakelitlack festkleben oder aber imprägniertes Band verwenden und es auf dem *Cu*-Rohr „festbügeln".

Bei diesem Verfahren ist der Raumbedarf der Isolation gegenüber den Zwischenräumen zu vernachlässigen, die durch nicht vollkommen regelmäßige Wicklung und besonders beim Übergang von der n-ten auf die $(n+1)$-te Lage entstehen. Insofern hängt es wesentlich vom Geschick des Mechanikers ab, wie viele Windungen im vorgegebenen Wicklungsraum untergebracht werden können.

3. Praktische Ausführung des 6-kW-Magneten

Fig. 2 zeigt einen Längsschnitt durch den Magneten senkrecht zur Berührungsfläche der beiden spiegelbildlich gleichen Hälften, deren Eisenkörper jeweils aus dem Stahlgußhohlkörper K und dem Ferrokobaltpolschuh P besteht. Die Halteschrauben H können ebenso wie die Polschuhe P axial durchbohrt werden, so daß man Proben parallel zum Feld einbringen kann oder senkrecht zum Feld durch die Bohrung $B_{1,2}$ eingebrachte Objektive wie Spektralröhren in Feldrichtung beobachten kann. Die Öffnung B_1 ist mit 15 mm so weit, daß man sogar ein Spezial-Vakuummantelgefäß (vgl. Fig. 5) mit flüssigem H_2 oder He einführen und damit im Hörsaal z. B. die von Justi und Scheffers (5) aufgefundene Anisotropie der elektrischen Leitfähigkeit auch kubischer Metalle (Wolfram) demonstrieren kann. Im Innenraum erkennt man die beiden Messingspulenkörper M, die mit den durch Glasseide isolierten Kupferrohren vollgewickelt sind (etwa je 80 Windungen).

Theoretisch erscheint die Verwendung von Vierkantrohr vorteilhafter als die von Rundrohr, weil einerseits das außen quadratische Profil die sonst verbleibenden Wicklungszwischenräume vollständig erfüllt und weil andererseits ein quadratisches Innenprofil eine um $\sqrt{\pi}$ größere Kühlfläche aufweist. Indessen müßte man Vierkant-

rohr außerordentlich gleichmäßig wickeln können, um diese theoretisch bessere Füllung praktisch ausnutzen zu können; tatsächlich erreicht man wegen der beim Wickeln eintretenden

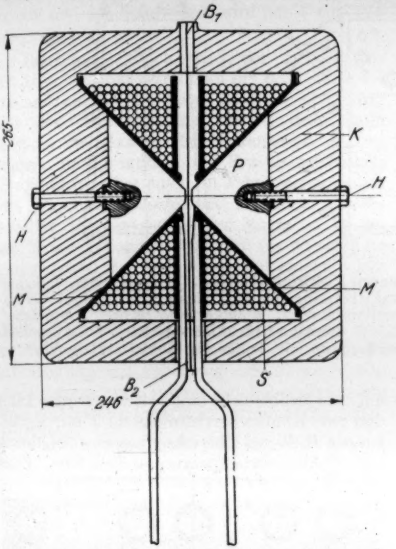

Fig. 2. Schematischer Schnitt durch den Doppeltopfmagneten parallel zur Achse bzw. Feldrichtung. B_1 B_2 Bohrungen zum Einführen von Proben, H Halteschrauben für die Ferrokobaltpolschuhe P, M Spulenkörper, K Eisenjoch, S Kupferrohrwicklung.

Torsion und Querschnittsveränderung der Vierkantrohre keine höhere Raumausnützung, die den höheren Aufwand an Mühe und Kosten aufwöge. Ferner ist eine quadratische Kühlwasserbegrenzung auch hydrodynamisch etwas ungünstiger als eine kreisrunde gleicher Fläche. Infolgedessen wurde für den hier beschriebenen kleinen Elektromagneten einfach Rundrohr verwendet und nur für die größeren Typen (50 bzw. 300 kW) mit ihren wenigen dicken Windungen Vierkantrohr benutzt.

Die folgende Fig. 3 zeigt eine Aufsicht auf einen der Magnettöpfe von der Spaltseite her; man erkennt außer der oben 15, unten 5 mm weiten Bohrung B_1 bzw. B_2 noch eine horizontale, ebenfalls radiale Durchbohrung C, durch die man ebenfalls Proben senkrecht zum Feld einführen oder beobachten kann. Man erkennt ferner, wie die beiden Spulenenden aus dem Messingkörper M durch eine weitere radiale Öffnung (A) des Außenjoches herausgeführt werden, ohne daß der Blick durch B_1 und C hindurch behindert wird. Es handelt sich hierbei um eine Spule ohne zusätzliche Kühlwasseranzapfung, die nach den experimentell bestätigten Berechnungen von W. Fritz (vgl. Anhang) bei 3 at Wasserdruck, 12 [mm²] Wasserquerschnitt und 37 [m] Rohrlänge 56 [l/h] Kühlwasser durchläßt und bei nur $t_w - t_F = 0{,}9°$ Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und Flüssigkeit mit der hohen Wärmeübergangszahl $\alpha = 5520$ [kcal/m² · h · Grad] 2,9 [kW] an Kühlleistung besitzt. Dabei tritt eine Kühlwassererwärmung von $\Delta t = 45°$ auf, so daß man bei 15° Wassereintrittstemperatur eine Wasserhöchsttemperatur von nur 60° C erhält; in diesem Falle braucht man weder mit störenden Luftabscheidungen noch Kesselsteinbildung an den Rohrwandungen zu rechnen.

Bei dieser Kühlleistung von $2 \times 2{,}9$ [kW] und bei 0,1 [Ω] Widerstand beläuft sich die Stromstärke auf 240 [Amp.]; die 2×80 Windungen der beiden Erregerspulen liefern in diesem Falle gemäß Fig. 5 mit 38400 [Amp.-W.] im Spalt von 5 mm Weite und 10 mm Breite eine Polspaltinduktion von 3,5 [Volt · sec/m²] = 35000 [Gauß]. Die Kühlleistung kann noch

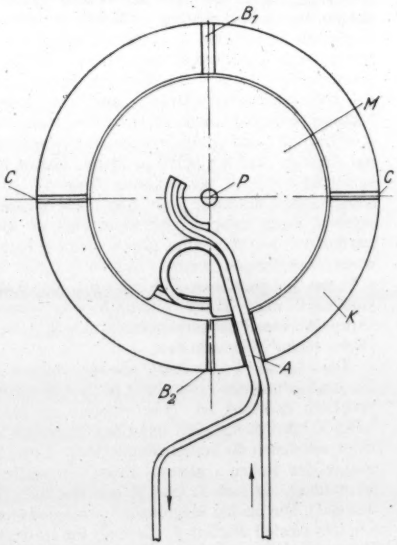

Fig. 3. Schematische Aufsicht auf einen der Topfmagnete in Feldrichtung. A Anfang und Ende der Cu-Rohrleitung, B_1 B_2 C Bohrungen zum Einführen von Proben, K Außenjoch, M Spulenkörper, P Ferrokobaltpolschuh.

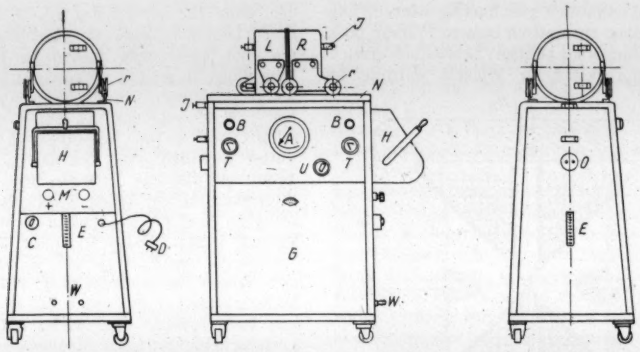

Fig. 4. Schematische Ansicht der Montierung des neuen Elektromagneten. *A* Amperemeter, *B* Signallampen, *C* Schalter, *D* Anschlußstecker zum Kontaktthermometer *E*, *G* Kasten für Schlauchverbindungen, *H* Hauptschalter des Erregerstroms, *J* Stativmuffen, *L*, *R* linker und rechter Topfmagnet, *M* Erregerstromklemmen, *N* Schienen, *r* Rollen, *O* Steckdose für Alarmglocke, *T* Kühlwasserthermometer, *U* Umschalter für Amperemetermeßbereiche, *W* Tüllen für Kühlwasseranschluß.

beträchtlich erhöht werden, falls man den Kühlwasserstrom in zwei parallel geschaltete Stränge unterteilt. Hierzu benutzt man eine Mittelanzapfung, durch die man das Wasser zuführt, um es aus beiden Enden abfließen zu lassen. In diesem Fall wächst die Wärmeübergangszahl infolge der annähernd verdoppelten Wassergeschwindigkeit auf den gewaltigen Betrag von $\alpha = 9800$ [kcal/m² · h · Grad], und die Kühlleistung steigt bei einem Temperatursprung von $t_w - t_f = 2{,}8°$ und gleichbleibender Erwärmung um $\Delta t = 45°$ auf 5,5 [kW] je Spule. Damit erzielt man $2 \times 80 \times 332 = 53000$ [Amp.-W.], die eine Polspaltinduktion von 3,87 [Volt · sec/m²] ergeben. Ganz entsprechend kann man die Belastbarkeit des Magneten durch weitere Kühlwasseranzapfungen weiter steigern, so daß er z. B. mit drei parallelen Kühlsträngen 16,5 [kW] aufnimmt und damit oberhalb von 58000 [Amp.-W.] eine Polspaltinduktion von $B_{\text{Spalt}} = 4$ [Volt · sec/m²] überschreitet.

Die folgende Fig. 4 zeigt, wie der Magnet in der Ausführung der Firma Max Kohl, Chemnitz, praktisch montiert ist; man erkennt ein fahrbares Winkeleisengestell, das oben Schienen *N* trägt, auf denen die beiden Magnettöpfe *L* und *R* mittels der Rollen *r* gleiten. Eine Verriegelung ist unnötig, da sich *L* und *R* mit bis zu 2 [t] anziehen. Die beiden Magnettöpfe tragen ebenso wie das Gestell Muffen *J*, die eine für normale Bunsenstative passende Bohrung tragen und somit eine leichte Montierung von Meßapparaturen wie z. B. einem Spezial-Vakuummantelgefäß (Fig. 5) erlauben. Im übrigen erkennt man das Amperemeter *A*, das mit dem Umschalter *U* auf zwei Meßbereiche umgeschaltet werden kann, und zwei Kühlwasserthermometer *T* mit Signallampen *B*, die bei Überschreitung einer bestimmten Kühlwassertemperatur aufleuchten. Zwei

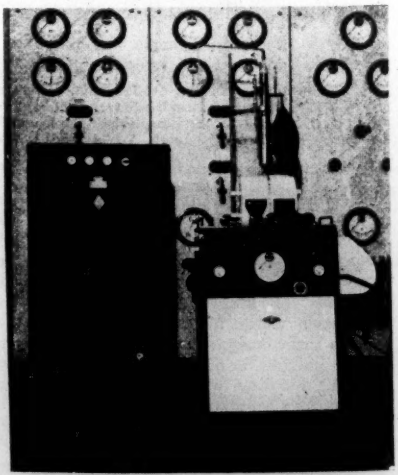

Fig. 5. Ansicht des Elektromagneten, eingesetzt Metall-Dewargefäß zur Messung von magnetischen Widerstandszunahmen bei Helium- und Wasserstofftemperaturen. Links 5-kW-SAF-Trockengleichrichter mit Stufenschalter für 5, 10, 15, 20, 25, 30 V zur Speisung des Magneten ohne Vorschaltwiderstände aus dem Drehstromnetz.

Kontaktthermometer E lassen im gleichen Falle eine bei o anschließbare Alarmglocke ertönen, deren Spannung bei D zufließt. H ist der Hauptschalter für den bei M zugeführten Erregerstrom, und das Kühlwasser wird bei W ein- und ausgeleitet.

Besonders einfach wird der Betrieb des Elektromagneten, wenn man ihn dem Stand der Technik entsprechend über Trockengleichrichter aus dem Drehstromnetz speist; denn dann braucht man keinen Regelwiderstand, sondern ändert die Erregung ohne Erzeugung lästiger Stromwärme über einen an Primäranzapfungen des Abwärtstransformators liegenden Stufenschalter. Die Fig. 5 zeigt den Magneten, in den ein Metall-Vakuummantelgefäß für flüssiges *He* eingesetzt ist, in Verbindung mit einem Selen-Trockengleichrichter der SAF., Nürnberg, für 5 [kW] Dauerbelastung. Man sieht in der Mitte den Stufenschalter für 5, 10, 15, 20 und 25 [Volt] und erkennt ferner, wie einfach die Absicherung und Schaltung erfolgt, wenn man die Erregerenergie primär bei hoher Spannung und entsprechend geringer Stromstärke schalten kann.

4. Vergleich der Leistung des neuen 6-kW-Magneten mit der anderer Typen

In der Fig. 6 sind gemessene Polspaltinduktionen des neuen 6-kW-Elektromagneten in Abhängigkeit von der Amperewindungszahl aufgetragen und entsprechenden Meßkurven für andere große Magnete gegenübergestellt. Um eine einwandfreie Vergleichung zu gewährleisten, sind die Messungen am kleinen Weiß-Magneten, dem Boas-Magneten und dem eigenen Magneten durchweg mit denselben Ferrokobaltpolschuhen von $2 \times 45°$ Steigung und 10 mm Stirnflächendurchmesser $2r$ bei 5 mm Spaltweite d mit stets derselben Meßanordnung ausgeführt worden; hierzu wurde eine schwenkbare Probespule benutzt, die zusammen mit dem daran angeschlossenen Fluxmeter vom Magnetischen Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht worden war. Die Probespule von etwa 5 mm Breite, 8 mm Höhe und 2 mm Dicke war auf einen festen Neusilberfolienkörper aufgespult und wurde stets genau in der Mitte des Polspaltes umgeschlagen. Die ebenfalls eingezeichnete Induktions-Erregungskurve für den großen Weiß-Magneten der Société Génèvoise

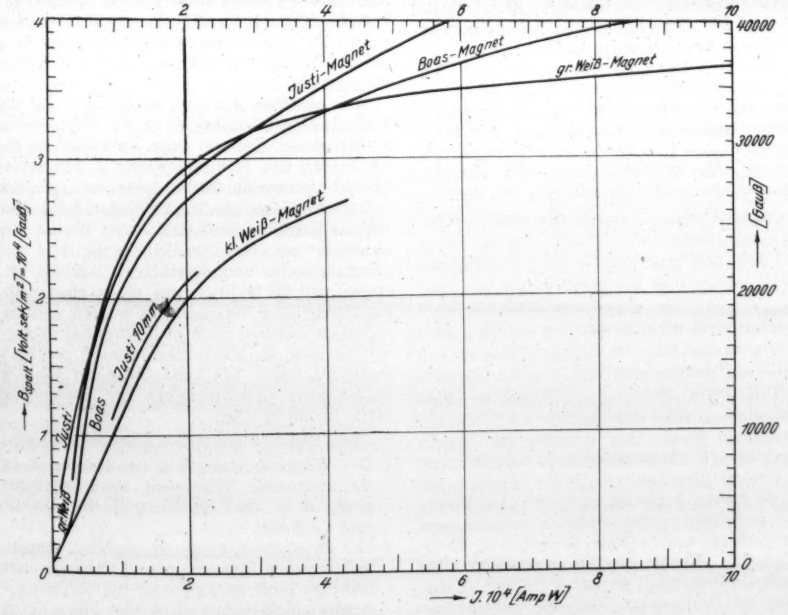

Fig. 6. Vergleich der Polspaltinduktion B_{spalt} in [Volt · sec/m²] (links) bzw. [Gauß] (rechts) als Funktion der Erregung Amp./Windungen für verschiedene Magneten bei 5 mm Luftspalt und 10 mm Stirnfläche.

wurde im Magnetischen Laboratorium der PTR. gemessen und von diesem zur Verfügung gestellt. Außer diesen vier Kurven, die sich sämtlich auf $d = 5$ mm beziehen, findet man noch eine $B_{Spalt} = f(I)$-Kurve für den neuen Magneten bei doppelt so großem Luftspalt ($d = 10$ mm) eingezeichnet. Vergleichbare Meßwerte für die Riesenmagneten von Leiden, Uppsala und Paris standen erst für Erregungen oberhalb 100000 Amperewindungen zur Verfügung und konnten daher in diesen Vergleich nicht einbezogen werden. Zwei Meßpunkte (1) für den Leidener Magneten bei etwas kleinerem Polspitzendurchmesser ($2r = 8$ mm) und etwas größerem Abstand ($d = 6{,}2$ mm) fallen ungefähr mit der B_{Spalt}-Kurve des eigenen Magneten zusammen, sind aber wegen ihrer geringen Zahl und der nicht sicher vergleichbaren Versuchsbedingungen nicht eingezeichnet worden.

Durchweg am tiefsten liegt die Polspaltinduktionskurve für den kleinen Weiß-Magneten, die entsprechend der geringen Belastbarkeit infolge unwirksamer Wasserkühlung nur bis zu 2,68 [Volt · sec/m²] (26800 Gauß) bei 43000 Amp.-windungen reicht. Die Kurven für die anderen Magneten überschneiden sich anfangs vielfach, was ebensosehr auf der jeweiligen Konstruktion wie auf der unterschiedlichen Anfangspermeabilität des Eisens beruhen dürfte:

Bei einer Erregung von 20000 [Amp.-W.], wo der kleine Weiß-Magnet infolge seiner ungünstigen Jochform nur 1,98 [Volt · sec/m²] Luftspaltinduktion erzeugt, ergibt der Boas-Magnet $B_{Spalt} = 2{,}72$, der eigene neue Magnet 2,87 und der große Weiß-Magnet 2,95 [Volt · sec/m²]; indessen enttäuscht die zunächst am steilsten ansteigende B_{Spalt}, I-Kurve des großen Weiß-Magneten insofern, als sie bei $I = 30000$ [Amp. W.] bzw. $B = 3{,}22$ [Volt · sec/m²] vom Doppeltopfmagneten und $I = 41800$ [Amp.-W.] bzw. $B_{Spalt} = 3{,}38$ [Volt · sec/m²] vom Boas-Magneten überholt wird, um ausgesprochen gesättigt selbst bei $I = 100000$ [Amp.-W.] nur 3,65 [Volt · sec/m²] Luftspaltinduktion zu erreichen. Betrachtet man im Vergleich dazu die B_{Spalt}, I-Kurve des Boas-Magneten, so zeigt sich deutlich der Erfolg der Maßnahme Boas', den zylindrischen Polkern durch einen schlank-konischen zu ersetzen; denn er erreicht dieselben 3,65 [Volt · sec/m²] schon bei der halben Erregung, nämlich 55500 [Amp.-W.] und überschreitet erheblich weitersteigend die Grenze von 4 [Volt · sec/m²] bei 86000 [Amp.-W.]. Ebenso deutlich erweist sich aber auch die Richtigkeit der unter 2b und 2c dargelegten Überlegungen über die Auswahl geometrisch besonders wirksamer Erregerwindungen und über die Zusammenziehung von Polschuh und Polkern zu einem gemeinsamen Konus von $2 \times 45°$. Denn schon bei 30500 [Amp.-W.] überholt der Doppeltopfmagnet den großen Weiß-Magneten, erreicht dann dessen B_{Spalt}-Wert für 100000 [Amp.-W.] bei nur 44500 [Amp.-W.] und liefert 4 [Volt · sec/m²] Polspaltinduktion bereits bei 58300 [Amp.-W.].

5. Anhang von W. Fritz: Quantitative Theorie der turbulenten Wasserkühlung von Elektromagneten

Die obere Leistungsgrenze eines Magneten ist im wesentlichen durch den Betrag der Energie gegeben, den man unter den gegebenen Voraussetzungen im stationären Zustand von der Oberfläche des Magneten abführen kann. Der sorgfältige Entwurf der Kühlung des Magneten gewinnt damit eine erhöhte Bedeutung. Im folgenden wird die Berechnung einer solchen Kühlung an zwei Beispielen durchgeführt.

Die naheliegende und einfachste Kühlung einer vom elektrischen Strom durchflossenen Drahtwindung besteht offenbar darin, daß man für die Wicklung an Stelle eines vollen Drahtquerschnittes ein Rohr wählt, und daß diese Rohrschlange unmittelbar von der Kühlflüssigkeit durchflossen wird. In diesem Fall wird die elektrische Stromwärme auf dem kürzesten Weg an das Kühlwasser gelangen und von diesem aufgenommen.

Die gestellte Aufgabe ist dadurch auf die folgende eingeschränkt: Es ist der Wärmestrom zu berechnen, der von einer Rohrwand an die im Innern des Rohres strömende Flüssigkeit übergeht, wenn durch das Rohr ein bekannter elektrischer Strom fließt. Der Einfachheit halber soll als Kühlflüssigkeit strömendes Wasser vorausgesetzt werden. Die Berechnung wird nur näherungsweise und vereinfacht durchgeführt, einmal weil die Bedingungen, die zu einer exakten Berechnung vorausgesetzt werden müßten, technisch meistens doch nicht eingehalten werden (so daß die Näherungsrechnung praktisch genügend genau ist), und zweitens, um die wesentlichen Gesichtspunkte der Berechnung klarer herauszustellen.

Zwei Bedingungen stehen einander entgegen:

1. Der Wärmeübergang von der Rohrwand an die strömende Flüssigkeit muß möglichst groß, d. h. die Strömungsgeschwindigkeit muß groß sein.
2. Der Druckabfall in der strömenden Flüssigkeit zwischen Rohranfang und Rohrende darf nicht zu groß werden, d. h. die Strömungsgeschwindigkeit darf nicht über einen durch die technischen Voraussetzungen gegebenen Betrag hinausgehen.

Die beiden Forderungen müssen nun den jeweiligen technischen Gegebenheiten entsprechend aufeinander abgestimmt werden.

a) Der Wärmeübergang

Der von der Rohrwand an die Kühlflüssigkeit übergehende Wärmestrom ist

$$Q = \alpha \cdot F (t_w - t_f) . \qquad (H)$$

Hierin und im folgenden sind:

Q [kcal/h]	der Wärmestrom,
α [kcal/m²·h·Grad]	die Wärmeübergangszahl,
F [m²]	die Übertragungsfläche,
f [m²]	der Rohrquerschnitt,
t_w [° C]	die mittlere Temperatur der Rohrwand,
t_f [° C]	die mittlere Temperatur der Flüssigkeit (außerhalb der laminaren Grenzschicht),
w [m/sec]	die mittlere Strömungsgeschwindigkeit,
d [m]	der innere Durchmesser (hydraulischer Durchmesser) des Rohres
Δp [kp/m²]	der Druckabfall im Rohr,
L [m]	die Rohrlänge,
ϱ [kg/m³]	die Dichte der Flüssigkeit,
ν [m²/sec]	die kinematische Zähigkeit (bei der mittleren Flüssigkeitstemperatur),
a [m²/sec]	die Temperaturleitfähigkeit,
λ [kcal/m·h·Grad]	die Wärmeleitzahl,
c [kcal/kg·Grad]	die spezifische Wärme,
ψ	die dimensionslose Widerstandszahl der Strömung.

Die Wärmeübergangszahl α ist eine komplizierte Funktion der Strömung; sie hängt außer von der Strömungsform von der Strömungsgeschwindigkeit und von den Flüssigkeitseigenschaften ab. Um große α-Werte zu erhalten, muß man notwendigerweise mit möglichst großen Geschwindigkeiten, d. h. mit turbulenter Strömung arbeiten. Der Wärmeübergang bei turbulenter Strömung im Rohr ist gegeben durch

$$\mathfrak{Nu} = \Phi(\mathfrak{Re}, \mathfrak{Pr}) \qquad (I)$$

wobei $\mathfrak{Re} = \frac{w d}{\nu}$ die Reynoldssche Zahl, $\mathfrak{Pr} = \frac{\nu}{a}$ die Prandtlsche Zahl, $\mathfrak{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}$ die Nusseltsche Zahl bedeuten. Die Funktion Φ ist für einfache Fälle auf experimentellem Weg ermittelt und wird gewöhnlich in Form eines Produktes von Potenzfunktionen der Veränderlichen $\mathfrak{Re}$ und $\mathfrak{Pr}$ dargestellt; z. B. nach Nusselt-Kraussold (11):

$$\mathfrak{Nu} = 0{,}032\, \mathfrak{Re}^{0{,}8} \cdot \mathfrak{Pr}^{0{,}3} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0{,}054} \qquad (J)$$

b) Der Druckabfall

Für den Druckabfall bei turbulenter Strömung hat man folgende Beziehung anzusetzen:

$$\Delta p = \psi w^2 \cdot \frac{\varrho}{2} \frac{L}{d} . \qquad (K)$$

ψ ist eine Funktion der Reynoldsschen Zahl $\mathfrak{Re}$ (12). In Fig. 7 ist der Verlauf und die Größenordnung von ψ für glatte Rohre wiedergegeben. Für rauhe Rohre sind die Verhältnisse komplizierter; es wird aber im Bereich der vorliegenden Betrachtung genügen, für rauhe Rohre Werte von $\psi = 0{,}03$ bis $0{,}035$ einzusetzen.

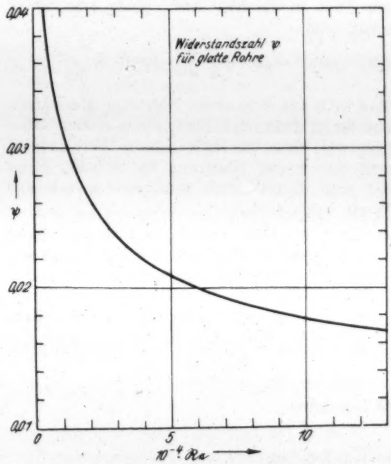

Fig. 7. Widerstandszahl ψ für glatte Rohre als Funktion der Reynolds-Zahl $\Delta p = \psi \cdot w^2 \frac{\varrho}{2} \frac{L}{d}$.

c) Erstes Berechnungsbeispiel

Als Beispiel sei im folgenden die Kühlung einer Magnetwicklung mit kleinerer Leistung unter folgenden Voraussetzungen durchgerechnet:

Für die Wicklung werde ein Rohr mit quadratischem Querschnitt $a \cdot a = 3{,}5 \times 3{,}5$ mm² ($d = a$) und der Länge $L = 37$ m verwendet. Die Eintrittstemperatur des Kühlwassers betrage 20°, als höchstzulässige Austrittstemperatur des

Wassers sei 65° vorgeschrieben (im allgemeinen wird es zweckmäßig sein, keine höheren Austrittstemperaturen als 60° vorzusehen, um störende Luftausscheidungen aus dem Wasser zu vermeiden); die zulässige Temperaturzunahme des Wassers ist also $\Delta t = 45°$. Es soll ohne künstlichen Druck, nur mit dem üblichen Druckabfall in städtischen Wasserleitungsnetzen, d. h. etwa $\Delta p = 3$ at $= 30000$ [kp/m²] gearbeitet werden. Gesucht ist der Betrag der im günstigsten Fall abgeführten Wärme, oder mit anderen Worten: die höchste erreichbare Leistung des Mägneten.

1. Fall: Das Rohr wird unmittelbar an die Wasserleitung angeschlossen. Das Wasser strömt am Ende in die freie Atmosphäre aus. Somit erhält man

$$\Delta p = 30000 = (\psi w^2)\,\frac{\varrho}{2}\,\frac{L}{d} = (\psi w^2)\,50\,\frac{37}{3{,}5\cdot 10^{-3}}.$$

Man muß nun w in erster Näherung abschätzen und findet dazu nach Fig. 7 einen ersten Näherungswert für ψ; mit Hilfe dieses ψ-Wertes erhält man eine zweite Näherung für w usw., meist hat man damit schon genügend zuverlässige Werte von w und ψ.

a) Der Einfachheit halber sei hier mit einem etwas höheren Wert als nach Fig. 7, nämlich mit $\psi = 0{,}035$ für rauhe Rohre, gerechnet. Man erhält dann als Strömungsgeschwindigkeit $w = 1{,}27$ [m/s] und die Reynoldssche Zahl $\mathfrak{Re} = \frac{w\,d}{\nu} = \frac{1{,}27\cdot 3{,}5\cdot 10^{-3}}{6{,}3\cdot 10^{-7}} = 7060$. Die Strömung ist also turbulent.

b) Durchfluß:

$$V = w\cdot f = 15{,}6\cdot 10^{-3}\ [\text{l/sec}] = 56\ [\text{l/h}].$$

c) Kühlleistung:

$$Q = V\cdot\varrho\cdot c\,\Delta t \approx 56\cdot 45 = 2520\ [\text{kcal/h}] = 2{,}9\ [\text{kW}].$$

d) Wärmeübertragung:

$$\text{Wärmestrom } Q = \alpha F\,(t_w - t_f)$$
$$F = 4\,aL = 0{,}518\ [\text{m}^2].$$

Mit der Reynoldsschen Zahl $\mathfrak{Re} = 7060$, der Prandtlschen Zahl $\mathfrak{Pr} = 4{,}2$ erhält man die Nusseltsche Zahl $\mathfrak{Nu} = 36$ und damit die Wärmeübergangszahl

$$\alpha = 5520\ [\text{kcal/m}^2\cdot\text{h}\cdot\text{Grad}].$$

Damit wird entsprechend Gleichung (1) die Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und Flüssigkeit $t_w - t_f = 0{,}9°$. Das Temperaturgefälle innerhalb der Rohrwand (Kupfer) ist vernachlässigbar. Diese Temperaturdifferenz ist klein im Verhältnis zur Temperaturzunahme des Wassers zwischen Rohranfang und Rohrende und entspricht damit der Bedingung für einen günstigen Wärmeübergang. Doch ist die gesamte übertragene Energie bei dieser Anordnung mit 2,9 [kW] sehr klein.

2. Fall: Das gleiche Rohr wie im ersten Fall wird nach dem Schema der Fig. 8 unterteilt, so

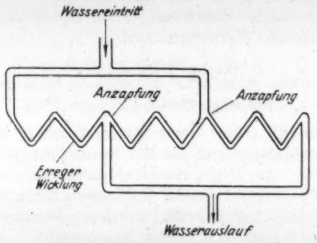

Fig. 8. Schema der Kühlwasseranzapfungen der Kupferrohre der Erregerwicklung.

daß drei parallele Rohrstränge von je $L' = 12{,}3$m Länge entstehen. Alle übrigen Bedingungen sind wie im ersten Fall. Es wird damit für jeden einzelnen Strang:

a) Die Geschwindigkeit

$$(\psi w^2) = \frac{\Delta p}{\varrho/2\,L'/d} = 0{,}171$$
$$w = 2{,}4\ [\text{m/sec}].$$

Reynoldssche Zahl $\mathfrak{Re} = 13500$. Die Strömung ist turbulent.

b) Durchfluß:

$$V = w\cdot f = 29{,}8\cdot 10^{-3}\ [\text{l/sec}] = 107\ [\text{l/h}].$$

c) Kühlleistung:

$$Q = V\cdot\varrho\cdot c\Delta t = 107\cdot 45 = 4760\ [\text{kcal/h}] = 5{,}5\ [\text{kW}].$$

d) Wärmeübertragung: Die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und Flüssigkeit

$$t_w - t_f = \frac{Q}{\alpha F} = \frac{4760}{\alpha(L'4\,a)}.$$

Entsprechend $\mathfrak{Re} = 13500$ wird

$$\alpha = 9800\ [\text{kcal/m}^2\cdot\text{h}\cdot\text{Grad}]$$

und

$$t_w - t_f = 2{,}8°\ \text{C}.$$

Auch diese Temperaturdifferenz zwischen Flüssigkeit und Rohrwand ist noch klein genug gegenüber der Zunahme der Flüssigkeitstemperatur $\Delta t = 45°$. Der Wärmeübergang ist also günstig.

Schlußbemerkung: Durch die Unterteilung der Rohrstrecke in drei parallele Kühlstränge (bei einer einzigen Wicklung in elek-

trischer Beziehung) und durch Anwendeń turbulenter Strömung der Kühlflüssigkeit ist es gelungen, die Wärmeabfuhr und die Wärmeübertragung von der Rohrwand an die Flüssigkeit von 2,9 [kW] auf $3 \cdot 5{,}5 = 16{,}5$ [kW], also auf mehr als das Fünffache zu steigern, ohne daß irgendwelche zusätzlichen Schwierigkeiten aufgetreten sind. Durch geschickte Wahl der Strangteilung kann auch die Zahl der Wasserzuführungen so weit beschränkt werden, daß sie keine Störung für die Wicklung selber bedeutet (vgl. Schema Fig. 8); natürlich muß für eine entsprechende elektrische Isolierung gesorgt werden.

d) Zweites Beispiel

Das zweite Beispiel soll zeigen, auf welchem Weg, ausgehend von dem Beispiel 1 der geeigneten Kühlung eines Magneten mit kleinerer Leistung, man zu sehr hohen Kühlleistungen und damit zu einem Hochleistungsmagneten kommen kann.

Folgende Voraussetzungen werden zugrunde gelegt:

Aufgabe: Entsprechend den elektromagnetischen Bedingungen und der Wicklungsart war ein Rohr mit quadratischem Querschnitt $5{,}5 \times 5{,}5$ [mm²] (Querschnitt $f = 30{,}25$ [mm²]) und einer Länge von $L = 250$ [m] vorgeschrieben. Die Kühlung sollte so entworfen werden, daß eine größtmögliche Kühlleistung und damit eine höchste magnetische Leistung des Magneten erreicht werden.

Lösung: An Hand der ersten überschläglichen Berechnung wurde für die zu wählende Kühlung folgende Anordnung zugrunde gelegt: Es wird mit destilliertem entlüftetem Wasser gearbeitet (so daß sich keine Niederschläge und keine Luftausscheidungen an der Rohrwand bilden können). Infolgedessen kann die zulässige Temperatur des Wassers bis auf etwa 80° gesteigert werden, und man kann bei einer Eintrittstemperatur von 20° mit einer Temperatursteigerung des Kühlwassers von $\Delta t = 60°$ rechnen. Das nach dem Durchlauf durch das Wicklungsrohr auf 80° erhitzte Wasser wird in einem Wärmeaustauscher wieder auf etwa 20° abgekühlt und mit einer Umlaufpumpe in die Wicklung zurückgepumpt. Diese Umlaufpumpe soll mit einem Druckgefälle von $\Delta p = 7$ at arbeiten, was technisch und hinsichtlich der Festigkeitsbedingungen noch als erträglich angesehen werden konnte.

Die gesamte Länge $L = 250$ [m] der Wicklung wird in zehn parallele Rohrstränge aufgeteilt mit einer vereinfachten Schaltung entsprechend Fig. 8. Es ist also $L = 25$ [m].

Unter diesen Voraussetzungen wurden folgende Daten für jeden Teilstrang gefunden:

a) Strömungsgeschwindigkeit:

$$\Delta p = 70000 = (\psi w^2) \frac{\varrho}{2} \frac{L'}{d}.$$

Mit einem im Hinblick auf die Rohrrauhigkeit an Stelle von $\psi = 0{,}024$ um etwa 20 Proz. erhöhten Wert von $\psi = 0{,}03$ wird

$$w = 3{,}2 \text{ [m/sec]},$$
$$\mathfrak{Re} = 31000.$$

Die Strömung ist turbulent.

b) Durchfluß:

$$V = w \cdot f = 3{,}2 \cdot 30{,}25 \cdot 10^{-6} \text{ [m}^3\text{/sec]} = 348 \text{ [l/h]}.$$

c) Kühlleistung:

$$Q = 348 \cdot 60 = 20900 \text{ [kcal/h]} = 24{,}3 \text{ [kW]}.$$

d) Wärmeübertragung: Mit $\mathfrak{Re} = 31000$ und $\mathfrak{Pr} = 3{,}6$ erhält man

$$\mathfrak{Nu} = 117;$$
$$\alpha = 11700 \text{ [kcal/h} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{Grad]}$$

und daraus:

$$t_w - t_f = 3{,}2°.$$

Aus der für einen einzelnen Strang durchgeführten Rechnung folgt, daß unter den gegebenen Voraussetzungen der Entwurf der Anordnung den wärmetechnischen Bedingungen genügt. Die Wärmeübertragung ist mit der Differenz $t_w - t_f = 3{,}2°$ günstig. Die Gesamtleistung der Anlage wird

$$Q = 240 \text{ [kW]};$$

der Wasserverbrauch ist 3,5 [m³/h].

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der neue turbulent wassergekühlte Doppeltopfmagnet trotz seines größenordnungsmäßig geringeren Gewichtes bei gleicher Erregung noch höhere Polspaltinduktionen liefert als die bisherigen größten Elektromagneten. Dies Ergebnis theoretischer Konstruktionsprinzipien ist um so erfreulicher, als man schon zufrieden sein könnte, wenn der neue Magnet bei seinem geringen Aufwand gleiche Leistungen erzielte wie die bisher bekannten wesentlich größeren Modelle. Der Erfolg der Neukonstruktion würde sich noch deutlicher zeigen, wenn man die erzielten Polspaltinduktionen in Beziehung zum Aufwand setzte, also zum Beispiel statt über der Erregung allein über dem Quotienten [Amp.-W./Gewicht] auftrüge.

Diese Arbeit wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Kältelaboratorium der Physikalisch-Technischen

Reichsanstalt begonnen und im Institut für angewandte Physik der Reichsuniversität Posen beendet. Herr Staatsrat Prof. Dr. Esau hat diese Entwicklung sowohl als Fachspartenleiter für Physik der Deutschen Forschungsgemeinschaft wie als Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in dankenswerter Weise gefördert. Um die technische Durchführung hat sich außer meinen Mitarbeitern Ing. F. Langer und Technischem Sekretär K. Wacker besonders Herr Ober-Ing. Roller von der Firma Max Kohl, Chemnitz, verdient gemacht. Die optimale kühltechnische Dimensionierung ist das Verdienst von Herrn Reg.-Rat Dipl.-Ing. W. Fritz.

Literaturverzeichnis

1) G. Häder, Siemens-Zeitschr., Heft 8, 1930.
2) A. Cotton und G. Maboux, Recherches et inventions, S. 478, Dezember 1928. Vgl. auch Arch. f. Elektrotechn. **25**, 392, 1931; E. u. M. **50**, 48, 1932.
3) L. Dreyfus, E. u. M. **53**, 205 und 218, 1935.
4) H. Boas und Th. Pederzani, Zeitschr. f. Phys., **19**, 351, 1923.
5) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 700, 1936; **38**, 891, 1937.
6) E. Justi, Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 315, 1940.
7) F. Bitter, Rev. Sci. Instr. **7**, 479 und 482, 1936.
8) F. Bitter, Rev. Sci. Instr. **8**, 318, 1937; **10**, 373, 1939.
9) P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. London (A) **128**, 292, 1929.
10) H. Dubbel, Taschenbuch für Ingenieure, 7. Aufl., Bd. 2, S. 733, Berlin 1939, Verlag J. Springer.
11) Vgl. I. Nikuradse, VDI-Forschungshefte, Nr. 356 und 361, Berlin 1932/33.
12) I. Böhm, Die Wärme **65**, 221, 1942.

Posen, den 10. Juni 1944.

(Eingegangen 19. Juni 1944)

Über eine halbempirische Beziehung zwischen der Ergiebigkeit einer Neutronenquelle und der maximal erreichbaren Dichte langsamer Neutronen in einem wasserstoffhaltigen Medium.

Von F. G. Houtermans

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Zusammenfassung

Als „Durchschnittsvolumen" einer Neutronenquelle wird definiert das Verhältnis des Volumintegrals der Dichte langsamer Neutronen in einem unendlich ausgedehnten Bremsmedium zur maximalen Neutronendichte, die im Zentrum der Quelle herrscht. Für isotrope Neutronenquellen wird ein zugehöriger „Durchschnittsradius" definiert, der ein Maß für die Ausdehnung der Diffusionswolke langsamer Neutronen ist. Unter der Annahme, daß alle Neutronen bis zur Erreichung geringer Energie im Mittel den gleichen Weg im Bremsmedium zurücklegen, und die Quelle selbst keine Senke langsamer Neutronen darstellt, wird eine Beziehung abgeleitet, derzufolge für kugelförmige Quellen die reziproke dritte Wurzel aus der maximalen Neutronendichte, und daher der erzielbaren Maximalaktivität eines Indikators für langsame Neutronen eine lineare Funktion des geometrischen Radius der Quelle wird. Der „Durchschnittsradius" der Quelle ergibt sich als einfache Summe des geometrischen Radius der Quelle und einer für das Bremsmedium, die Energie der Primärneutronen und die Endenergie charakteristischen Konstante R_0 von der Dimension einer Länge, die als „Durchschnittsradius" einer geometrisch unendlich kleinen Quelle bezeichnet werden kann. Die genannte Beziehung wird für eine $(Ra\alpha + Be)$-Quelle mit *In*-Resonanzneutronen und thermischen Neutronen geprüft und in dem untersuchten Bereich in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment gefunden. Für die $(Ra\alpha + Be)$-Quelle in Wasser wird $R_0 = 10{,}43 + 0{,}4$ cm für thermische, und $R_0 = 8{,}47 + 0{,}3$ cm für *In*-Resonanzneutronen gefunden, in guter Übereinstimmung mit den Werten, die aus den Meßkurven anderer Autoren folgen. Für Photoneutronenquellen ergibt sich 5,9 cm für thermische Neutronen in Wasser. Bei Photoneutronenquellen gibt es eine optimale Schichtdicke, wenn es auf Erreichung maximaler Neutronendichte ankommt. Diese wird für $(Ra\alpha + Be)$ für verschiedene Radien des Präparates berechnet. In anderen Bremsmedien ist R_0 mit dem von Frisch, v. Halban und Koch für einige Medien bestimmten Faktor F_x zu multiplizieren. Zum Schluß werden Prinzipien angegeben, die zu beachten sind, wenn Quellen verschiedener Anfangsenergie durch einfachen Vergleich von Aktivitäten verglichen werden sollen, und es wird auf die Möglichkeit der Bestimmung von Neutronenergiebigkeiten von Quellen durch einfache Aktivitätsmessung in einem Hohlraum hingewiesen.

Die Gesamtzahl der in der Zeiteinheit von einer Neutronenquelle emittierten Neutronen läßt sich nach Amaldi und Fermi[1]) durch Integration der Neutronendichte langsamer, z. B. thermischer Neutronen bestimmen, indem die Quelle in ein großes Wasservolumen eingetaucht wird und die Neutronendichte als Ortsfunktion im Wasser durch die Aktivität einer Neutronensonde bestimmt wird. Beschränken wir uns zunächst auf isotrope Neutronenquellen, wie z. B. natürliche oder Photoneutronenquellen von annähernd Kugelgestalt, so beschränkt sich die räumliche Integration auf eine Integration über den Abstand der Sonde vom Zentrum der Quelle.

Besteht die Quelle und das zur Umhüllung derselben verwendete Material aus einem Stoff, der langsame Neutronen nur wenig absorbiert, so daß das Volumen der Quelle nicht auch gleichzeitig eine Senke langsamer Neutronen darstellt, so ist das Volumen der Quelle selbst von der Integration auszuschließen. Die Ergiebigkeit Q ist proportional dem Integral über die Aktivität des Detektors multipliziert mit dem Quadrat des Abstandes vom Zentrum

$$Q = \alpha \int_{R_1}^{\infty} A(r)\, r^2\, dr\,, \qquad (1)$$

wo A die Aktivität des Detektors und R_1 den Radius des die Quelle enthaltenden Kugelvolumens bedeutet. Um natürliche Neutronenquellen verschiedener geometrischer Dimensionen miteinander vergleichen zu können, ist es günstig, diese in das Zentrum einer Hohlkugel aus Aluminium oder besser aus Quarzglas einzubringen und die Neutronendichte im Innern der Kugel bzw. direkt an der Oberfläche derselben durch eine Neutronensonde zu bestimmen.

Im Innern der Kugel bilden dann die langsamen Neutronen ein Neutronengas, dessen Dichte innerhalb derselben aus Kontinuitätsgründen konstant ist und im Wasser nach außen abklingt. Auch im Falle unendlich kleiner Ausdehnung der Quelle bleibt naturgemäß die Neutronendichte langsamer Neutronen im Zentrum ϱ_0 endlich und nimmt dabei einen für die Natur der Quelle charakteristischen Wert an, dessen Größe durch die Diffusionseigenschaften der Neutronen zwischen ihrer Primärenergie bis zu ihrer Endenergie und durch das Energiespektrum der Primärneutronen gegeben ist. Für viele Zwecke, z. B. wenn es sich darum handelt, die zu erwartende Maximalaktivität eines Detektors vorauszuberechnen, ist die Kenntnis der maximalen Neutronendichte und ihrer Abhängigkeit vom Volumen der Quelle und der Natur der Primärneutronen und des Bremsmediums von großer praktischer Bedeutung. In vorliegender Arbeit wurde nun die Abhängigkeit der maximalen Dichte langsamer Neutronen ϱ_0 bzw. der dieser proportionalen Aktivität A_0 einer Neutronensonde vom Radius der Quelle untersucht, und zwar zunächst für die Neutronen einer natürlichen $(Ra\,\alpha + Be)$-Quelle. Dies geschah dadurch, daß diese Quelle in das Zentrum einer Anzahl von Hohlkugeln verschiedener Größe eingebracht wurde und einmal mit den Resonanzneutronen des Indiums ein durch 0,5g/cm² *Cd* abgedeckter *In*-Detektor, einmal mit thermischen Neutronen ein Dysprosiumdetektor unmittelbar an der Kugeloberfläche bestrahlt wurde. Da die Gesamtergiebigkeit Q der Quelle konstant blieb, konnte auf diese Weise die Abhängigkeit der Maximaldichte der langsamen Neutronen vom Kugelradius ermittelt werden. Tabelle I und Fig. 1 geben die gemessenen Aktivitäten des Detektors in mg Uran/Curie. Dabei wurde der Unterschied der Absorption der Zählrohrwandung für die β-Strahlen des UX_2 und

Tabelle I

Aktivität A_0 von Detektoren im Zentrum eines sehr großen Wasservolumens an der Oberfläche einer Hohlkugel, in deren Zentrum sich eine $(Ra\,\alpha + Be)$-Neutronenquelle befindet. A_0 in Abhängigkeit von R_1. Für *In*-Resonanzdetektor wurde die gemessene Aktivität um die durch schnelle Neutronen allein induzierte Aktivität A_s korrigiert, die in einem *Cd*-Topf ohne Wasser ermittelt wurde. Die eingeklammerten Werte von A_s sind extrapoliert. Der Wert $R_1 = 1{,}18$ cm ist an der Oberfläche des zylinderförmigen Präparates selbst gemessen und nach Gleichung (22) ermittelt. Alle Aktivitäten sind in mg Uranäquivalent der Standardserie „*UNi*" pro Curie der Quelle gegeben.

In-Resonanz-Detektor Fläche 20 × 30 mm Dicke 0,18 g/cm² beiderseits 0,5 g cm² *Cd*				Dy-Detektor Fläche 20 × 30 mm Dicke 0,024 g/cm² Dy_2O_3, ohne *Cd*
R_1	A_0+A_s	A_s	A_0	A_0
1,18	126,7	27,0	99,7	—
2,08	80,8	3,3	77,5	807,6
3,05	58,3	1,5	56,7	624,1
3,97	46,8	(0,9)	46,0	506,5
5,03	36,3	(0,6)	35,8	421,2
6,41	25,1	(0,4)	24,7	322,3

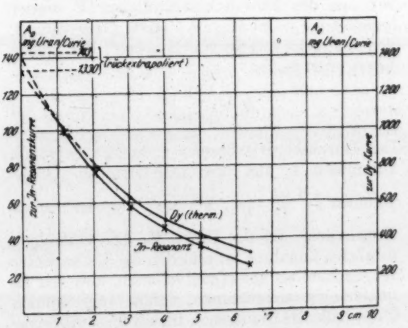

Fig. 1. Maximalaktivität des Detektors A_0 an der Oberfläche eines die $(Ra\,\alpha + Be)$-Quelle umschließenden kugelförmigen Hohlraums als Funktion des Radius r der Hohlkugel.

des Detektormaterials nicht berücksichtigt. Als Quelle diente ein konstantes ($Ra\,\alpha + Be$)-Präparat der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt von 58,1 mg Radiumgehalt, das als Substandard zur Eichung von konstanten Neutronenquellen dient. Die Konstanz der Neutronenergiebigkeit des Präparats während der Dauer der Versuche war durch Kontrollversuche geprüft worden. Gemessen wurde mit einem Zählrohr von 100 μ *Al* Wandstärke.

Um die Natur der Abhängigkeit der maximalen Neutronendichte vom Radius der Kugel theoretisch wenigstens einigermaßen zu verstehen und eine vernünftige Extrapolation zu erlauben, wurden folgende Überlegungen angestellt. Das Verhältnis des Volumenintegrals F über die Aktivität des Detektors A

$$F = 4\pi \int_{R_1}^{\infty} A(r) r^2 dr \qquad (2)$$

zu der an der Kugeloberfläche gemessenen Maximalaktivität A_0 hat die Dimension eines Volumens und soll im folgenden als „Durchschnittsvolumen" der Quelle $\overline{V}$ bezeichnet werden.

$$\overline{V} = \frac{4\pi}{A_0} \int_{R_1}^{\infty} A(r) r^2 dr = \frac{F}{A_0}. \qquad (3)$$

$\overline{V}$ hat folgende physikalische Bedeutung: Es ist das Volumen, das von einem Neutronengas konstanter Dichte erfüllt wäre, wenn sämtliche langsamen Neutronen der fraglichen Energie, die im stationären Zustand in einem unendlich großen Bremsvolumen vorhanden sind, sich in einem endlichen Volumen befänden und die Neutronendichte innerhalb desselben den Maximalwert A_0, außerhalb den Wert o hätte. Denken wir uns das Durchschnittsvolumen $\overline{V}$ wieder kugelförmig, so ist ihm ein Radius R zugeordnet, den wir als „Durchschnittsradius" der Quelle bezeichnen wollen

$$R = \left(\frac{3\overline{V}}{4\pi}\right) \qquad (4)$$

Das Durchschnittsvolumen setzt sich demnach zusammen 1. aus dem kugelförmigen Quellvolumen $\frac{4\pi}{3} R_1^3$ und 2. einer konzentrischen Kugelschale von der Dicke R_0. Die einfachste mögliche Annahme ist nun die, die Dicke dieser Kugelschale als vom Quellvolumen, also von R_1 unabhängig anzunehmen, indem angenommen wird, daß alle Neutronen bis zu ihrer Abbremsung auf die fragliche Energie den gleichen mittleren Bremsweg R_0 zurückzulegen haben, also

$$R - R_1 = R_0 = \text{const.} \qquad (5)$$

R_0 ist dann eine für die Natur der Quelle, des Bremsmediums und die Energie der langsamen Neutronen, die zur Anregung des Indikators dienen, charakteristische Größe und bedeutet den Durchschnittsradius einer punktförmig gedachten Neutronenquelle des gleichen Primärspektrums im gleichen Bremsmedium. R_0 ist definitionsgemäß nicht identisch mit der von Amaldi und Fermi[1]) gegebenen Größe $\overline{r^2}^{1/2}$, die durch

$$\overline{r^2} = \frac{\int A(r) r^4 dr}{\int A(r) r^2 dr} \qquad (6)$$

definiert ist, scheint aber numerisch mit dieser im wesentlichen parallel zu gehen.

Ansatz (5) läßt sich nach Gleichung (3) und (4) in die Form bringen

$$R = \left(\frac{3Q}{\alpha A_0}\right)^{1/3} = R_1 + R_0 \qquad (7)$$

oder

$$\left(\frac{1}{A_0}\right)^{1/3} = a(R_1 + R_0), \qquad (8)$$

wo die Konstante a durch

$$a = \left(\frac{\alpha}{3Q}\right)^{1/3} \qquad (9)$$

gegeben ist.

Demnach muß $A^{-1/3}$ als Funktion von R_1 aufgetragen eine lineare Funktion ergeben. In Fig. 2 ist dies geschehen und man sieht, daß in der Tat der empirische Ansatz (5) sich experi-

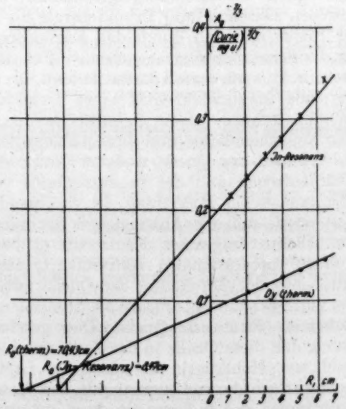

Fig. 2. Abszisse: Radius R_1 der die ($rRa\alpha + Be$)-Quelle enthaltenden Hohlkugel. Ordinate: reziproke dritte Wurzel aus der an der Oberfläche der Hohlkugel gemessenen Maximalaktivität des *Dy*- bzw. *In*-Resonanzdetektors.

Tabelle II.

Vergleich der Durchschnittsradien R_0 für $(Ra\,\alpha + Be)$-Quellen sehr kleiner Ausdehnung mit den aus Amaldi und Fermi[1]) berechneten Werten.

Amaldi und Fermi					Diese Arbeit	
	F cm³. A. F. Einh.	A_0 A. F. Einh.	$\overline{V}$ cm³	R_0 cm	R_0 cm	
Rh-Resonanz	$4.58 \cdot 10^5$	170	$2{,}69 \cdot 10^3$	8,63	8,47	*In*-Resonanz
therm. Neutronen .. (*Rh*-Indikator)	$5{,}64 \cdot 10^6$	1150	$4{,}90 \cdot 10^3$	10,54	10,43	*Dy*-Indikator

mentell ausgezeichnet bewährt. Für die *In*-Resonanzneutronen wurden dabei die gemessenen Werte von $A_0 + A_s$ um die durch die primären schnellen Neutronen hervorgeworfene Aktivität A_s korrigiert, wobei A_s durch Bestrahlung in einem *Cd*-Topf ohne Wasser getrennt ermittelt und darauf geachtet wurde, daß während der Bestrahlung Quelle und Detektor möglichst weit von wasserstoffhaltigen Substanzen entfernt waren. Für Dysprosium erwies sich eine solche Korrektur, wie Kontrollversuche ergaben, als überflüssig. Die oben definierte Konstante R_0, d. h. der durchschnittliche Bremsweg der Neutronen in Wasser, ergibt sich durch graphische Rückextrapolation von A_0 auf die R_1-Achse. Die experimentell ermittelten Werte sind für die $(Ra\,\alpha + Be)$-Quelle in Wasser

für *In*-Resonanzneutronen $R_0 = 8{,}43 + 0{,}05$ cm (53 min *In*-Detektor)

für thermische Neutronen $R_0 = 10{,}43 \pm 0{,}07$ cm (*Dy*-Detektor)

Nimmt man an, daß die von Amaldi und Fermi gemessene Neutronenquelle praktisch unendlich klein war, so läßt sich aus den von ihnen gegebenen Aktivitätskurven für die Resonanz- und thermischen Neutronen sein Wert A_0 rückextrapolieren und aus dem Integral F ebenfalls der Durchschnittsradius einer unendlich kleinen Quelle berechnen. In Tabelle II sind neben den rückextrapolierten Werten von A_0 für *Rh*-Resonanz- und thermische Neutronen die aus seinen Kurven ermittelten Werte von $\overline{V}_0$ und R_0 berechnet und unseren Messungen gegenübergestellt. Da die Resonanzneutronen des Indium und Rhodium ungefähr die gleiche Energie haben, läßt sich sein *Rh*-Wert mit unserem *In*-Wert direkt vergleichen. Hierfür und für thermische Neutronen ist die Übereinstimmung so gut, wie man auf Grund der Extrapolation erwarten kann.

Die sehr ausgedehnten Messungen von Frisch, von Halban und Koch[2]) erlauben ebenfalls die Bestimmung des Durchschnittsvolumens. Dieses ergibt sich, wenn aus deren $A_e r^2$-Kurve für Wasser (Fig. 3, l. c.) der Wert A_0 zu $A_0 = 1{,}68$ ihrer Einheiten der Standarddichte der Neutronen rückextrapoliert wird, zu $\overline{V} = 6{,}22 \cdot 10^3$ cm³. Da der ihre Quelle umschließende Hohlraum nicht kugelförmig, sondern ein Rohr von 13 mm äußerem Durchmesser war, das aus dem Wasser herausragte, so hat es keinen großen Sinn, hieraus einen Durchschnittsradius der Quelle zu berechnen; dieser ergäbe sich zu $R = 11{,}42$, in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Werten der Tabelle II. Hieraus folgt ein mittlerer Radius des Hohlraumes von $R_1 = 1{,}0$ cm was aus den angegebenen Dimensionen etwa plausibel ist. Wir führen hier die Resultate von Frisch, Halban und Koch hauptsächlich deswegen an, weil diese durch Anwendung der von diesen Autoren durchgeführten Ähnlichkeitsbetrachtungen erlauben, auf das Verhalten von $\overline{V}$ und R_0 in anderen wasserstoffhaltigen Medien zu schließen. Diese Autoren fanden nämlich, daß mit großer Näherung die mit Borindikatur gemessenen Kurven für alle gemessenen Bremsmedien sich durch eine Änderung des Maßstabes in der Ordinate $\varrho(r) r^2$ und der Abszisse r in die Wasserkurve überführen lassen. Dies bedeutet, daß eine universelle Funktion f existiert, so daß für jedes Bremsmedium

$$\varrho(r) r^2 = F_y f\left(\frac{r}{F_x}\right) \tag{10}$$

ist, wobei F_x und F_y die von Frisch eingeführten Proportionalitätsfaktoren sind, die für Wasser den Wert 1 haben. Gehen wir zur Neutronendichte selbst über, so sieht man, daß auch die Dichtekurven selbst sich durch eine doppelte Maßstabsverschiebung ineinander überführen lassen. Sei nämlich

$$\frac{F_x^2 \cdot f\left(\frac{r}{F_x}\right)}{r^2} = \varphi\left(\frac{r}{F_x}\right) \tag{11}$$

und

$$F_\varrho = \frac{F_y}{F_x^2} \tag{11a}$$

eine neue Konstante, so ist für jedes Medium die Neutronendichte ϱ

$$\varrho = F_\varrho \cdot \varphi\left(\frac{r}{F_x}\right), \tag{12}$$

wo φ ebenfalls eine universelle Funktion ist. Für das Zentrum gilt, wenn wir uns auf den Fall einer sehr kleinen Quelle beschränken,

$$\varrho_0 = \frac{F_y}{F_x^2} \cdot \varphi(0) \tag{13}$$

und wenn wir noch die universelle Funktion ψ

$$\psi\left(\frac{r}{F_x}\right) = \frac{\varrho}{\varrho_0} \tag{14}$$

einführen, für das uns interessierende Durchschnittsvolumen

$$\frac{\overline{V}}{4\pi} = \frac{\int_0^\infty \varrho(r)\, r^2\, dr}{\varrho_0} = \int_0^\infty \psi\left(\frac{r}{F_x}\right) r^2\, dr \tag{15}$$

und

$$\overline{V} = 4\pi F_x^3 \cdot \int_0^\infty \psi(x) x^2 dx = F_x^3 \overline{V}_{H_2O} \tag{16}$$

und der Durchschnittsradius der unendlich kleinen Quelle R_0

$$R_0 = F_x \cdot R_0(H_2O) \tag{17}$$

ist also für jedes Medium einfach mit dem von Frisch und Mitarbeitern (l. c.) gegebenen Faktor F_x zu multiplizieren. In Tabelle II der genannten Arbeit (l. c.) sind diese Faktoren F_y und F_x wiedergegeben, z. B. für Paraffinöl beträgt $F_x = 0{,}90$.

Die Verminderung der Zentraldichte dadurch, daß das Volumen des Bremsmediums nicht unendlich groß ist, läßt sich leicht aus den von Bjerge und Westcott[3]) gegebenen Innenkurven berechnen, wenigstens solange die Lineardimensionen der Quelle nicht groß gegen R_0 für das betreffende Medium und die fragliche Energie der Neutronen sind.

3. Photoneutronen. Versuche des Verfassers über Verlauf der Dichte thermischer Neutronen in einem großen Wasservolumen für eine Quelle ($Ra\gamma + Be$), die teils gemeinsam mit Fomin, Leipunski, Dementij und Maslow[4]), teils mit Bartz[5]) durchgeführt wurden, erlauben, da die erstgenannten mit einer *Be*-Kugel von 3 cm, die letzteren mit 4 cm Radius durchgeführt wurden, ebenfalls die Berechnung von R_0 für die beiden Fälle, wobei freilich zu berücksichtigen ist, daß Q in diesem Falle nicht konstant, sondern $\sim \varrho_{Be}$ proportional ist, wo ϱ_{Be} die effektive *Be*-Dichte in der Quelle bedeutet. Aus den Versuchen mit der 3 cm-Kugel folgt $R_0 = 5{,}87$ cm und für die 4 cm-Kugel $R_0 = 5{,}89$ cm, in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der in Gleichung (5) gemachten Annahme. Wir wollen für die Photoneutronen des *Be* im Wasser bei Messung mit thermischen Neutronen $R_0 = 5{,}88$ cm annehmen. Die Versuche mit der 3 cm-Kugel waren mit *Ag* 2,3 min-Detektoren und als Differenzmessung gegen doppelt *Cd*-bedeckten Detektor, die mit der 4 cm-Kugel mit Manganindikator unter Vernachlässigung des Effekts der nicht thermischen Neutronen durchgeführt.

4. Optimale *Be*-Dicke zur Aktivierung fester Detektoren durch Photoneutronenquellen ($Ra\,\alpha + Be$). Wird eine Photoneutronenquelle zur Aktivierung von künstlich β-aktiven Substanzen verwendet, so bestehen hierzu zweierlei Möglichkeiten. Entweder wird die Photoneutronenquelle in eine Lösung des zu aktivierenden Elements gebracht und der aktivierte Körper durch ein Szilard-Chalmers-Verfahren aus dem Gesamtvolumen der Lösung gesammelt. In diesem Falle wird die erhaltene Aktivität naturgemäß mit der effektiven *Be*-Schichtdicke x anwachsen gemäß

$$A = A_{sätt}\,(1 - e^{-\mu x}), \tag{18}$$

wo μ den durch Comptoneffekt bedingtee Schwächungskoeffizienten bedeutet. Für die γ-Strahlung des Radiums können wir μ zunächst zu $0{,}074\,cm^{-1}$ annehmen[5]). Da pro cm-Schichtdicke die Ergiebigkeit einer ($Ra\,\gamma + Be$)-Quelle ca. 5,5 Proz. einer ($Ra\,\alpha + Be$)-Quelle beträgt, ist die maximal mit einer Photoneutronenquelle ($Ra\gamma + Be$), d. h. bei unendlicher *Be*-Schichtdicke, erzielbare Neutronenmenge etwa 74 Proz. einer gleich starken idealen ($Rn\,\alpha + Be$)-Quelle. Praktisch aber erfordert schon eine Neutronenquelle, die nur die Hälfte des Sättigungswertes gibt, eine Schichtdicke von etwa 9,4 cm und daher selbst bei verschwindenden Präparatdimensionen eine sehr große Berylliummenge, nämlich 6,4 kg, und da diese mit R^3 wächst, ist der Anwendung großer Photoneutronenquellen zur Erzeugung langlebiger Aktivitäten in Lösungen hierdurch bald eine Grenze gesetzt.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn gefragt wird, wie dick eine Berylliumkugel gewählt werden muß, damit die Neutronendichte langsamer Neutronen im Innern der Kugel, oder was, wenn diese kein Neutronenloch darstellt, dasselbe ist, an deren Oberfläche ein Maximum hat. Benutzen wir den empirisch bestätigten Ansatz (8), so wird die Aktivität eines angelegten festen Detektors, wenn wir uns wieder auf den kugelförmigen Fall beschränken,

$$A_0 = \frac{3\,Q_{sätt} P}{\alpha} \cdot \frac{1 - e^{-\mu x}}{(x + r_1 + R_0)^3}. \tag{19}$$

Hier bedeutet x die Berylliumschichtdicke, r_1 den Radius des Radiumpräparates, R_0 wie oben den Durchschnittsradius für die langsamen Neutronen in dem betreffenden Medium und $Q_{sätt}$ die Neutronenergiebigkeit einer unendlich großen

Be-Quelle, in deren Zentrum sich ein Radiumpräparat von P Gramm befinde. Setzen wir noch

$$R_0 + r_1 = R, \tag{20}$$

so findet man leicht durch Differentiation von A_0 nach x und Entwicklung des Zählers nach μR bis zu quadratischen Gliedern in μR, daß A_0 ein Maximum hat, das nahe bei $R/2$ liegt, solange die Dimensionen der Radiumquelle klein sind, genauer

$$x_{\max} = R - \frac{2}{\mu}\left[\sqrt{1 + \frac{\mu R}{2} + \frac{\mu^2 R^2}{4}} - 1\right]. \tag{21}$$

In Abb. 3 ist der Verlauf von $x_{\max}$ mit dem mittleren Radius der Präparatumhüllung gegeben,

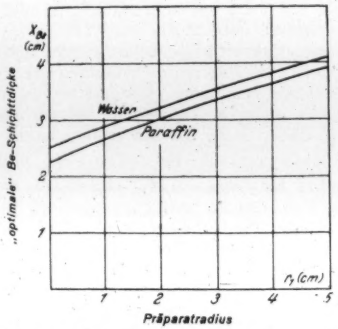

Fig. 3. Abszisse: mittlerer Radius eines $Ra\gamma$-Präparats r_1. Ordinate: Schichtdicke x_{Be} des Berylliums, die nötig ist, um maximale Dichte therm Neutronen an der Quelle zu erzielen [nach (21)].

und zwar für thermische Neutronen und Wasser bzw. Paraffin als Bremsmedium. Für nicht kugelförmige Präparate wird für r_1 die mittlere Entfernung eines Punktes der Oberfläche vom Zentrum, also etwa, wenn das Präparatvolumen V_1 ist,

$$r_1 \sim \sqrt[3]{\frac{3 V_1}{4\pi}} \tag{22}$$

zu setzen sein. Der Wert von $x_{\max}$ hat insofern eine gewisse praktische Bedeutung, als häufig für längere Zeiten Radiumpräparate aufbewahrt werden, die man zur Erzeugung langlebiger Aktivitäten in festen Detektoren ausnutzen will, ohne daß die Präparate geöffnet und zu $(Ra\,\alpha + Be)$-Präparaten verarbeitet werden können. Zu diesem Zweck ist es nur notwendig, die Präparate in eine *Be*-Kugel von $x_{\max}$ cm Dicke einzubringen, wobei bemerkenswert ist, daß für die optimale Neutronenintensität an der Oberfläche gar keine sehr großen *Be*-Mengen nötig sind. Die hierbei zu erzielenden Aktivitäten lassen sich leicht auf Grund der früher[5]) und hier gegebenen Daten berechnen. Für verschwindende Präparatdimensionen ist der Radius einer solchen „optimalen" Photoneutronenkugel in Wasser 2,52 cm, die damit erzielbare Aktivität in einem Indikator für thermische Neutronen an ihrer Oberfläche beträgt freilich nur 24 Proz. derjenigen, die eine gleich starke, unendlich kleine ideale $(Ra\,\alpha + Be)$-Quelle im Zentrum eines großen Wasservolumens erzeugt. In Paraffin sind die entsprechenden Zahlen $x_{\max}(0) = 2{,}29$ cm und das Verhältnis zur idealen $(Rn\,\alpha + Be)$-Quelle 28 Proz.

5. Möglichkeiten einer neuen Methode zur Messung der Ergiebigkeit von Neutronenquellen. Bisher wurde die Gültigkeit der Beziehung (8), die auf der Annahme (5) beruhte, nur bis zu verhältnismäßig geringen Werten von R und nur für zwei Arten von Neutronenquellen und für kugelförmige Quellvolumina und isotrope Verteilung geprüft. Es kann aber kein Zweifel bestehen, daß eine entsprechende Beziehung auch für nicht kugelförmiges Quellvolumen besteht, wobei dann R eine Art Mittelwert der Lineardimensionen des Quellvolumens darstellt. Auch sorgt, wie Bothe[6]) gezeigt hat, die Streuwirkung des Mediums für nicht isotrope Verteilung der Primärneutronen für einen weitgehenden Ausgleich der Funktion $A(r)$ in verschiedenen Richtungen. Schon jetzt gibt, wie Fig. 1 zeigt, die Gültigkeit von Gleichung (8) und (9) eine Möglichkeit, die Gesamtergiebigkeit von Neutronenquellen zu messen, ohne eine Integration über die punktweise gemessene $A(r)r^2$-Kurve durchzuführen, oder die Integration durch Verschiebung bei der Bestrahlung, die Form des Detektors oder durch Abtrennung eines durch die Neutronen entstehenden aktiven Körpers vorzunehmen. Bei Kenntnis von R_0 bzw. $\bar{V}$ genügt ja, da α in Gleichung (1) sich aus den Dimensionen des Detektors und den Absorptionskoeffizienten der Neutronen und Elektronen berechnen läßt, die Kenntnis von A_0, um die Absolutzahl Q der pro sec emittierten Neutronen zu berechnen. Ist R_0 nicht bekannt, so genügt es, die durch die Quelle in einem Detektor langsamer Neutronen induzierte Aktivität A_0 zu bestimmen, der sich in einem die Quelle umschließenden kugelförmigen Hohlraum befindet, und diese Messung für 2 Radien des Hohlraums durchzuführen, um die Proportionalitätskonstante a in Gleichung (8,9) und damit Q zu bestimmen. Je größer dabei der Radius R des Hohlraums ist, desto geringer wird zwar A_0, desto unabhängiger wird aber auch $\bar{V}$ und damit A_0' von R_0, da das Verhältnis der Volumina der zu $\bar{V}$ gehörigen Kugelschale im Bremsmedium zum Volumen des Hohlraumes wie $1/R$ abnimmt.

Sollen also, wie es häufig geschieht, zwei Neutronenquellen verschiedenen Primärspektrums, etwa ein $Be(d,n)$- oder $Li(d,n)$-Generator mit einem Neutronenpräparat durch einfachen Aktivitätsvergleich miteinander verglichen werden, um die Neutronenäquivalenz des Generators zu bestimmen [vgl. z. B. K. G. Zimmer[7])], so geschieht dies am günstigsten, indem die Quelle unter sonst gleichen geometrischen Bedingungen in ein großes Wasser- oder Paraffinvolumen placiert wird, aber so, daß diese und der Detektor sich in einem möglichst großen, möglichst kugelförmigen Hohlraum befinden. In diesem Falle wird der durch den Unterschied von R_0 für Primärneutronen verschiedener Energie bewirkte Fehler möglichst klein gehalten. Hierbei ist, wie bei allen Messungen von Q, mittels langsamer Neutronen sehr darauf zu achten, daß durch die Eigenabsorption der Quelle für langsame Neutronen durch diese kein Neutronenloch entsteht und dadurch die gemessenen Werte von Q verkleinert werden. Es ist bemerkenswert, daß, wie Bothe[6]) gezeigt hat, die Aktivität sehr empfindlich gegen Neutronenabsorption ist. Da diese Bedingung für Resonanzneutronen viel leichter einzuhalten ist als für thermische Neutronen, ist es günstiger, bei Vergleichsmessungen mit Neutronengeneratoren Resonanzneutronen zu benutzen, die von den Generatorwänden nur wenig absorbiert werden, z. B. die des Indiums oder Rhodiums.

Schließlich wollen wir noch darauf hinweisen, daß möglicherweise die Beziehung (5) bzw. (8) ihre Gültigkeit behält, wenn R_1 bis zu sehr großen Werten wächst. Sollte sich Gleichung (5) von den Dimensionen des die Quelle enthaltenden Hohlraumes bis zu so großen Volumen gültig erweisen, daß $\bar{V}$ praktisch durch das Volumen des Hohlraums selbst bestimmt ist, so lassen sich Neutronenergiebigkeiten auch sehr verschiedener Quellen einfach durch Messung der durch langsame Neutronen an einer Stelle des Hohlraums induzierten Aktivität A_0 und Multiplikation mit dem Volumen des Hohlraums bestimmen. Diese Methode ließe sich vielleicht zu einer Messung der Neutronenergiebigkeit von großen Generatoren wie Zyklotrons ausbauen, für die, da ihre Neutronenemission ziemlich anisotrop ist und sich Messungen nach der Amaldi-Fermi-Methode nur sehr schwer durchführen lassen, die Absolutmessung von Q große Schwierigkeiten bereitet. Dies scheint um so eher möglich, als für große Volumen auch zu erwarten ist, daß A_0 weitgehend unabhängig von der Form des Hohlraums wird.

Anmerkung bei der Korrektur. Nach Abschluß dieser Arbeit wurde Verfasser eine Arbeit von C. J. Bakker, On the Number of Neutrons Emitted from a Radium-Beryllium Source (Physica *4*, 723–729, 1937) zugänglich, die gleichfalls eine Berechnung des „Durchschnittsvolumens" seiner Quelle in Wasser für thermische Neutronen erlaubt. Legt man eine maximale rückextrapolierte Aktivität von $A_0 = 0{,}90 \cdot 10^4$ seiner Einheiten zugrunde, so folgt $\bar{V} = 5889\ \mathrm{cm}^3$ und $R = 11{,}21$ cm und nach Abzug des nach Gleichung (22) berechneten „mittleren" Präparatradiums von 0,72 cm folgt $R_0 = 10{,}49$ cm in bester Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen und denen anderer Autoren. Herr Dr. Hartwig war so freundlich, auf meine Bitte ebenfalls Messungen einer $(Ra\alpha + Be)$- und einer $(Ra\alpha + CaF_2)$-Quelle in einer Hohlkugel von 4,0 cm Radius durchzuführen und mit dem ebenfalls gemessenen Integral zu vergleichen. Aus seinen Messungen, für die ich ihm auch an dieser Stelle herzlich danken möchte, folgt $\bar{V} = 13421\ \mathrm{cm}^3$ für $(Ra\alpha + Be)$ und $\bar{V} = 10870$ für $(Ra\alpha + CaF_2)$ und daraus die Radien $R = 14{,}74$ cm bzw. 13,73 cm. Nach Abzug des Radius der Hohlkugel von 4,0 cm gemäß Gleichung (5) folgt für $(Ra\alpha + Be)$ $R_0 = 10{,}74$ cm und für $(Ra\alpha + CaF_2)$ $R_0 = 9{,}73$ cm. Der erste Wert stimmt recht gut mit den oben angeführten überein. Der Wert von R_0 für die Fluoridquelle zeigt, daß R_0 nicht sehr stark von der Maximalenergie der Primärneutronen abzuhängen scheint, solange diese bei mehreren eMV liegt. Dies ist wohl auf die langsame Änderung der mittleren freien Weglänge für sehr schnelle Neutronen mit der Energie zurückzuführen. Hieraus folgt auch, daß, solange die in § 5 erwähnten Vorsichtsmaßnahmen eingehalten werden, die Eichung von Quellen sehr schneller Neutronen durch direkten Intensitätsvergleich mit einer $(Ra\alpha + Be)$-Quelle in einem nicht zu kleinen Hohlraum in Paraffin durchaus möglich ist.

Literaturverzeichnis

1) E. Amaldi und E. Fermi, Phys. Rev. **50**, 899, 1936.
2) O. R. Frisch, H. v. Halban und J. Koch, Medd. Dansk Vid. Selsk. (Math. fys.) XV, 10, 1938.
3) Bjerge und C. H. Westcott, Proc. Camb. Phil. Soc. 1935.
4) Fomin, Houtermans, Dementij, Leipunski und Maslow, Physik. Ztschr. d. Sowj.-Un. **10**, 203, 1936.
5) F. G. Houtermans und I. Bartz, Physik. Ztschr. **44**, 167, 1943.
6) W. Bothe, Ztschr. f. Physik **120**, 437, 1942.
7) Karl G. Zimmer, Physik. Ztschr. **42**, 360–365, 1941.

(Eingegangen 18. Juni 1944)

Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen. I.

Von K. G. Zimmer

(Aus der Genetischen Abteilung am Kaiser-Wilhelm-Institut zu Berlin-Buch)

Zusammenfassung

Die durch Röntgenstrahlung hervorgerufene Umwandlung des in Benzol gelösten sog. weißen Phosphors in die unlösliche (rote) Modifikation wurde in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis, von der Anfangskonzentration der Lösung und von der Temperatur untersucht. Im Gegensatz zu den Befunden verschiedener Autoren an wäßrigen Lösungen reaktionsfähiger Systeme ergaben unsere Versuche an benzolischen Lösungen keinerlei Hinweise dafür, daß die vom Lösungsmittel aufgenommene Energie an den reagierenden Stoff übertragen wird.

Einleitung

Manche durch Röntgenstrahlen hervorgerufene chemische Reaktionen in wäßriger Lösung haben die Eigenschaft, in ihrer absoluten Ausbeute der Zahl der vorhandenen reaktionsfähigen Moleküle nicht proportional zu sein. Experimentell prägt sich dieser Tatbestand darin aus, daß der absolute Umsatz von der Konzentration der gelösten reaktionsfähigen Moleküle in weitem Bereich unabhängig ist und in manchen Fällen linear mit der Bestrahlungsdosis zunimmt (Fricke und Mitarbeiter, 1927–1938, Stenström und Lohmann, 1928–1934, Dale, 1940 bis 1943). Dieser Befund wurde von den Autoren dahin gedeutet, daß Wassermoleküle, die bei der Bestrahlung nicht allzu konzentrierter wäßriger Lösung primär den größten Teil der Strahlungsenergie aufnehmen müssen, in einen „aktivierten" Zustand übergehen und ihre Energie vorzugsweise nur bei Stößen mit reaktionsfähigen Molekülen verlieren. Diese Deutung ist zwar als Arbeitshypothese recht bequem, kann jedoch solange nicht als endgültig angesehen werden, als man über die Art des aktivierten Zustandes und über den Mechanismus der Energieübertragung keine Aussagen machen kann. Hierzu liegen Untersuchungen bisher nicht vor, während ein sekundäres Problem, ob nämlich diesem Energieübertragungsmechanismus Bedeutung für die biologische Strahlenwirkung zukommt, bereits mehrfach erörtert wurde (Fricke, 1935, 1938, Zimmer, 1940, Dale, 1940–1943, Sommermeyer, 1941). Da diese Erörterungen über die Bedeutung eines Energieübertragungsmechanismus unsicher bleiben müssen, solange man den Mechanismus selbst nicht kennt, haben wir versucht, weiteres experimentelles Material zur Klärung der Grunderscheinung beizubringen.

Unsere Versuche gingen zunächst in zwei Richtungen:

1. Prüfung, ob der bisher nur an wäßrigen Lösungen beobachtete Effekt auch bei anderen Lösungsmitteln auftritt, und
2. Untersuchung des Einflusses der räumlichen Ionisationsdichte auf den Effekt.

Da dazu sehr verschiedenartige Reaktionen und Bestrahlungs- sowie Analyseverfahren in den Kreis der Betrachtung gezogen werden mußten, ist es zweckmäßig, jede Reaktion für sich zu behandeln. In der vorliegenden 1. Mitteilung soll über Versuche berichtet werden, bei denen die Umwandlung einer Modifikation des elementaren Phosphors in eine andere als Testreaktion und Benzol als Lösungsmittel diente.

Reaktion und Versuchsmethodik

Die Umwandlung des gelben oder weißen Phosphors in roten durch Licht ist eine der ältesten bekannten photochemischen Reaktionen. Sie wurde bereits im Jahre 1800 untersucht, und die Lektüre dieser Arbeiten bietet viel Interessantes (Zusammenstellung der älteren Literatur bei J. Plotnikow, 1936), wenn auch quantitative Angaben daraus nicht zu entnehmen sind. Daß diese Modifikationsänderung nicht nur unter der Einwirkung des Lichtes, sondern auch unter Röntgenstrahlen vor sich geht, ist unseres Wissens nie ausdrücklich beobachtet worden, war jedoch von vornherein als wahrscheinlich anzunehmen auf Grund einer Mitteilung von H. Becquerel (1901), der feststellte, daß weißer Phosphor unter Wasser in der Nähe eines mit einer Aluminiumfolie umgebenen radioaktiven Präparates sich in roten Phosphor umwandelt.

Die Umwandlung der als weiß in die als rot bezeichnete Modifikation des Phosphors ist ein exothermer Vorgang und erfolgt unter Abgabe von 3,7 kcal (Giran, 1903). Sie verläuft monomolekular, und es ist daher anzunehmen, daß beide Modifikationen dasselbe Molekulargewicht (entsprechend P_4) besitzen. Die Modifikationsänderung wurde von Wahl (1913) als Umlagerung der vier in einem Ring mit zwei Doppelbindungen gebundenen Atome des „weißen Moleküls" in eine Tetraederordnung gedeutet, bei der nur noch einfache Bindungen vorliegen. Untersuchungen im Kardioidultramikroskop (Siedentopf, 1910) haben gezeigt, daß bei Be-

lichtung sowohl des reinen weißen Phosphors als auch von dessen Lösungen sich erst farblose kolloidale Teilchen ausscheiden, die sich dann in größere rote umwandeln. Wir haben bei unseren Versuchen als Unterscheidungsmerkmal zwischen den beiden Modifikationen die verschiedene Löslichkeit benutzt, die nach den eben erwähnten Beobachtungen offenbar eine einwandfreiere Unterscheidung ermöglicht als etwa die Farbe, die sicherlich stark von der Teilchengröße abhängt.

Die sich hieraus ergebende Versuchsmethodik ist einfach. Man löst möglichst reinen weißen Phosphor in dem zu untersuchenden Lösungsmittel, bestrahlt und filtriert die ausgefallene unlösliche Modifikation mittels einer feinporigen Glasfilternutsche ab. Wegen der Entzündlichkeit mancher Phosphorlösungen wird dabei in Kohlensäureatmosphäre gearbeitet. Der Niederschlag wird zur Befreiung von Lösungsresten und anhaftendem löslichem Phosphor mit Schwefelkohlenstoff gewaschen, zur Trockne gesaugt und dann die unlösliche Form auf der Glasfilternutsche mit Salpetersäure oxydiert und anschließend nach einer der bekannten gravimetrischen oder volumetrischen Methoden bestimmt. Als Lösungsmittel verwendeten wir Benzol und Petroläther, die wegen ihrer Zusammensetzung aus leichten Atomen für mittelharte Röntgenstrahlen eine geringe Absorption besitzen und dennoch genügend weißen Phosphor lösen, während der besser lösende Schwefelkohlenstoff eine zu starke eigene Absorption aufweist.

Als Strahlung wurde, wie oben bereits angedeutet, mittelharte Röntgenstrahlung benutzt, die versuchstechnisch sehr viel bequemer als Kathodenstrahlung und Betastrahlung ist und sich in ihrer Wirkungsweise von letzteren beiden bekanntlich nicht unterscheidet, da sie ihre Energie im wesentlichen über Sekundärelektronen auf das bestrahlte Medium abgibt. Wir benutzten eine Röntgenröhre mit Molybdänantikathode, die mit 40 kV und 20 mA betrieben wurde. Die zu bestrahlenden Lösungen befanden sich in einem zylindrischen Glasgefäß, das zur Abschirmung des Lichtes und eventueller Sekundärstrahlungen von einem starken Messingmantel umgeben und nur mit einem Eintrittsfenster aus 0,1 mm Aluminiumfolie versehen war. Messingmantel und Fenster waren dicht verschraubt, so daß Konzentrationsänderungen durch Verdampfung nicht eintreten konnten. Zum Temperieren der Lösungen für die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Reaktion diente an Stelle eines einfachen Messingmantels ein doppelwandiges Gefäß, durch das aus einem Höppler-Thermostaten Wasser genau bekannter Temperatur gepumpt wurde.

Ergebnisse und Diskussion

Die Endergebnisse der Versuchsreihen sind in den Tabellen 1–3 dargestellt, in denen die Mittelwerte jeweils mehrerer unter möglichst konstanten Bedingungen durchgeführter Parallelversuche zusammengeführt wurden.

Tabelle 1

Abhängigkeit der aus einer Lösung von weißem Phosphor in Benzol bei Bestrahlung ausfallenden Menge roten Phosphors von der Bestrahlungsdosis. Bestrahlte Menge $N = 185$ mg weißer Phosphor in 10 ml Benzol. 40 kV-Röntgenstrahlung. 0,1 mm *Al*-Filter. Bestrahlung bei konstanter Dosisleistung (Intensität) nach Zeit.

Dosis D in h	Ausbeute N^* mg P_{rot}	$N^*/N_0 = 1 - e^{-kD}$	k
2	2,08	0,011	0,0055
4	3,99	0,022	0,0055
6	5,99	0,032	0,0053
20	20,44	0,111	0,0059
40	38,04	0,206	0,0058

Tabelle 2

Abhängigkeit der aus Lösungen von weißem Phosphor bei Bestrahlung ausfallenden Menge roten Phosphors von der Konzentration der Lösung und vom Lösungsmittel. Bestrahlungsdaten wie in Tabelle 1, doch veränderte Geometrie der Anordnung

Dosis D in h	Ausbeute N^* mg P_{rot}	$N^*/N_0 = 1 - e^{-kD}$	k
1. Bestrahlte Menge $N_0 = 185$ mg $P_{weiß}$ in 10 ml Benzol			
9	7,10	0,039	0,0043
25	19,43	0,111	0,0044
100	57,35	0,372	0,0037
2. Bestrahlte Menge $N_0 = 18,5$ mg $P_{weiß}$ in 10 ml Benzol			
50	3,21	0,173	0,0038
90	4,59	0,285	0,0032
3. Bestrahlte Menge $N_0 = 82$ mg $P_{weiß}$ in 10 ml Petroläther			
10	3,08	0,038	0,0039

Tabelle 3

Abhängigkeit der aus einer Lösung von weißem Phosphor in Benzol bei Bestrahlung ausfallenden Menge roten Phosphors von der Temperatur. Bestrahlte Menge $N_0 = 185$ mg $P_{weiß}$ in 10 ml Benzol. Bestrahlungsdaten wie in Tabelle 1, doch veränderte Geometrie der Anordnung.

Temperatur °C	Dosis D in h	Ausbeute N^* mg P_{rot}	$N^*/N_0 = 1 - e^{-kD}$	k
15	50	35,48	0,192	0,0043
35	50	36,51	0,197	0,0044

Zunächst untersuchten wir die Dosisabhängigkeit, indem Proben von jeweils 185 mg weißen Phosphors in 10 ml Benzol gelöst bei konstanter Intensität verschieden lange Zeit bestrahlt wurden. Eine Dosismessung erübrigte sich bei diesen Versuchen, da die benutzte Röntgenapparatur (Feinstrukturuntersuchungsapparat der Fa. C. H. F. Müller) mit Regelorganen versehen ist, die auch bei Schwankungen der Netzspannung eine recht konstante Intensität gewährleisten und dadurch die Bestrahlung nach Zeit ermöglichen. Die in Tabelle 1 wiedergegebenen Werte zeigen, daß die Dosisabhängigkeit der relativen Ausbeute N^*/N_0 an rotem Phosphor recht gut der Beziehung

$$N^*/N_0 = 1 - e^{-kD} \qquad (1)$$

folgt, indem die nach diesem Ansatz berechneten Werte für k eine gute Konstanz aufweisen. Die Dosisabhängigkeit gibt somit keinen Hinweis für das Vorliegen einer Energieübertragung durch das Lösungsmittel. Da andererseits dieser Befund eine Energieübertragung durch das Lösungsmittel noch nicht auszuschließen erlaubt, wurde die Abhängigkeit des Umsatzes von der Konzentration und vom Lösungsmittel geprüft.

Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Man sieht, daß die nach Gleichung (1) berechneten Werte für die relative Reaktionsgeschwindigkeit k bei Änderung der Anfangskonzentration der bestrahlten Lösung um eine Zehnerpotenz und bei Ersatz des Benzols (eines zyklischen Kohlenwasserstoffs) durch Petroläther (aliphatischen Kohlenwasserstoff) praktisch unverändert bleiben. Da bei Vorliegen einer Energieübertragung durch das Lösungsmittel nach den eingangs erwähnten Ergebnissen zahlreicher Autoren die absoluten Ausbeuten und damit die absoluten, nicht aber die hier berechneten relativen Reaktionsgeschwindigkeiten von der Ausgangskonzentration unabhängig sein müssen, kann mit Sicherheit gefolgert werden, daß eine Energieübertragung durch das Lösungsmittel hier nicht vorliegt. Der besseren Vergleichbarkeit halber sei erwähnt, daß unsere benzolischen Lösungen $1{,}5 \cdot 10^{-1}$ molare und $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ molare P_4-Lösungen waren, daß wir somit in einem Konzentrationsbereich arbeiteten, in dem bei wäßrigen Lösungen etwa gleich große Moleküle die absolute Reaktionsgeschwindigkeit konstant und die relative umgekehrt proportional der Anfangskonzentration gefunden wurden.

Zur Vervollständigung der Ergebnisse wurde auch der Temperaturkoeffizient der Reaktion in benzolischer Lösung geprüft, und, wie Tabelle 3 zeigt, im Bereich von 15° C bis 35° C zu 1 gefunden, was ebenfalls keinerlei Anhalt für eine Mitwirkung des Lösungsmittels bei der Energieübertragung bietet

Man kann unsere Befunde somit dahin zusammenfassen, daß unter den von uns geprüften Versuchsbedingungen die Umwandlung des in Benzol gelösten gelben Phosphors in roten (unlöslichen) durch Röntgenstrahlen erfolgt, ohne daß das Lösungsmittel Energie auf gelöste Moleküle überträgt. Da die Untersuchungen an wäßrigen Lösungen ergeben haben, daß die Energieübertragung durch das Wasser bei Anwesenheit mancher Verunreinigungen geringer und bei extrem gereinigtem Wasser am stärksten ausgeprägt ist, erhebt sich die Frage, ob vielleicht Benzol bei größerer Reinheit dennoch Energie übertragen könnte. Wir halten das nicht für wahrscheinlich, da wir ein sehr reines Produkt verwendet haben und andererseits mit anderen Lösungsmitteln ähnlichen oder geringeren Reinheitsgrades, wie wir sehen werden, Energieübertragung nachweisen konnten.

Literaturverzeichnis

Becquerel, H., Sur quelques effects chimiques produits par le rayonnement du radium. C. r. Acad. Sci. **133**, 709, 1901.

Dale, W. M., Effect of X-rays on aqueous solutions of biologically active compounds. Brit. Journ. Radiol. **16**, 171, 1943.

— W. J. Meredith und M. C. K. Tweedie, Mode of action of ionizing radiations on aqueous solutions. Nature **151**, 280, 1943.

Fricke, H., The chemical properties of X-rays activated molecules with special reference to the water molecules. Cold Spring Harbor Symposia on Quant. Biology **3**, 55, 1935.

— The denaturation of proteins by high frequency radiation. Cold Spring Harbor Symposia on Quant. Biology **6**, 164, 1938.

Giran, H., Sur la chaleur de transformation du phosphore blanc en phosphore rouge. C. r. Acad. Sci. **136**, 677, 1903.

Plotnikow, I., Allgemeine Photochemie, Berlin 1936.

Siedentopf, H., Über die Umwandlung des Phosphors im Kardioid-Ultramikroskop. Ber. Dtsch. Chem. Ges. **43**, 692, 1910.

Sommermeyer, K., Über direkte und indirekte Strahlenwirkung. Strahlenther. **70**, 184, 1941.

Stenström, W., Effect of Röntgen radiation on certain chemical compounds. Radiology **13**, 437, 1929.

Wahl, W. A., Über das Zustandsdiagramm des Phosphors. Öfversigt af Finska Vetenskabs Societetens Förhandlinger **54** A, Nr. 9, 1913.

Zimmer, K. G., Über eine eventuelle Beteiligung radiochemischer Reaktionen in wäßrigen Lösungen an biologischen Strahlenwirkungen. Fundamenta radiologica (Berlin) **5**, 168, 1940.

(Eingegangen 17. August 1944.)

Ein Kapillaritätsversuch

Von H. Hermann

Mit Tafel II

Zusammenfassung

Die Spannweite von Spalttropfen entspricht bei wasserabstoßendem Spalt hinreichend der Neumannschen Theorie. Bei benetztem Spalt läßt sich die theoretische Aussage, daß sie mit der Spaltfüllung wachsen muß, bestätigen.

Der Versuch betrifft die Grenze der Tropfenbildungsmöglichkeit in Spalten.

I.

Die Frage, bei welcher Spaltweite die Tropfenbildung zwischen senkrechten Wänden aufhört, ist von Franz Neumann für den Randwinkel 180°, d. h. keine Benetzung, beantwortet. Die Antwort lautet, daß die Tropfenbildung ein wenig oberhalb von Spaltweite 0,37 a aufhört[1]). Hier ist

$$a = \sqrt{2\,H/g\varrho}$$

die Laplacesche Kapillaritätskonstante oder spezifische Kohäsion; H die Oberflächenspannung, g die Schwerebeschleunigung, ϱ die Dichte. H beträgt für Wasser von 20° 70 Dynen/cm; a 0,38 cm; somit die Grenzweite 0,14 cm.

Versuche wurden mit geölten Glasplatten angestellt, aus welchen ein schwach keilförmiger Spalt gebildet wurde. In den Keil floß ein dünner Strom Leitungswasser. Er lief dem etwas nach dem weiteren Keilende geneigten unteren Rand der Platten entlang. Waren die unteren Ränder der Platten ebenfalls geölt, so verließ das Wasser den Spalt an der Stelle der Weite 0,113 cm. Offenbar ist dabei die Oberflächenspannung des Wassers durch Ölspuren herabgesetzt.

Ein Spalt zwischen Paraffinwänden, Keilwinkel $^1/_{100}$ Radian, lieferte die Neumannsche Grenzweite 0,14 cm, wenn die Paraffinwände, hochkant gestellt, einige Zentimeter hoch waren; bei niedriger Wand (1,6 cm) mehr. Offenbar wurde im ersten Fall die Weite dynamisch etwas herabgesetzt, dies aber durch schwache Benetzung ausgeglichen. Ein Spalt 1 : 100 aus frisch polierten, dann eine Woche lang mit schwachem Ammoniakwasser gereinigten Hartgummistäben lieferte schwankendes Ergebnis von 0,11 bis 0,16 cm. Im letzteren Fall war der Randwinkel bereits etwas unter 90°. Elektrische Ladungen wurden durch ein Flämmchen beseitigt, ohne daß eine merkliche Änderung beobachtet wurde.

II.

Bei spitzem Randwinkel ließ sich ein einigermaßen zylindrischer langer Spalttropfen zwischen zwei schwach gebogenen Holzstäben bilden. Der Spaltgrundriß war dabei eine Sichel von 45 cm Länge, in der Mitte 0,15 cm weit. Bei Wasserfüllung trat der Tropfen nach unten nicht hervor. Wurde ein Spaltende ein wenig gehoben, so teilte sich der Tropfen in der Mitte. Die beiden sattelförmigen Trennflächen bewegten sich mit einer Geschwindigkeit der geschätzten Größenordnung 1 m/s den Enden der Sichel zu.

Ein Spalttropfen gleichbleibender Länge bei veränderlicher Weite zwischen benetzten Wänden wurde erhalten, indem die Spaltwände gekreuzt auf einen Trog aufgesetzt wurden. Die Wände waren gereinigte Glasquader; der Trog ein U-förmig gebogenes Aluminiumblech, 2 mm stark, die Trogbreite 3,8 cm. Das destillierte Wasser wurde zuerst mit Glaspipette in den Spalt getropft, doch zeigte sich kein Unterschied, wenn es statt dessen durch einen schließlich wochenlang dafür benutzten Kautschukschlauch von 0,65 cm Außendurchmesser und Glashahn zugeleitet wurde. Hierbei wurde so vorgegangen, daß der Spalt im Überschuß mit 30 Tropfen von je 2 Sekunden Bildungsdauer, zusammen 3 g Wasser, beschickt wurde; der Überschuß lief an den Trogwänden ab, auch die Spaltmitte ließ Tropfen fallen. Hierauf wurde im Zeitmaß von 15 bis 18 Sekunden die Spalterweiterung vorgenommen, deren Gleichförmigkeit durch Beobachtung des Tropfenumrisses in einem Spiegel kontrolliert wurde.

Die dabei erreichte Grenzweite zeigte sich abhängig von der Anfangshöhe der Spaltfüllung, die ihrerseits von der Anfangsweite in der Weise abhängt, daß die Füllung je Längeneinheit den Betrag a^2 beibehält. Was sich dabei ändert, ist die abtropfende Wassermenge; siehe unter III. Das Ergebnis ist in Fig. 1 dargestellt.

Bei langsamer Erweiterung ist zu erwarten, daß der Tropfen im Spalt zerreißt, kurz bevor die beiden Oberflächen sich in der Mitte berühren. Die zugehörige Spaltweite läßt sich folgendermaßen ermitteln.

1) Vorlesungen über die Theorie der Kapillarität, herausgegeben von Wangerin, 1894. Weitere Literatur bei Bakker, Handbuch der Experimentalphysik, VI, 1928. Die dortigen Formeln sind zum Teil ohne Unterscheidung zwischen Integral und Modul gesetzt; statt K^2 ist k^2 zu lesen auf S. 86, Z. 3, Z. 5 und Z. 3 von unten; statt des ersten K ist k zu lesen ebenda Z. 10 und Z. 11, S. 87, Z. 10; statt K ist k zu lesen ebenda Z. 8 und Z. 9.

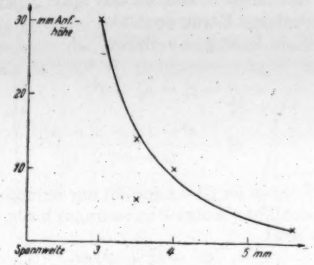

Fig. 1

Da im Schwerefeld die Flächen gleichen Drucks in der Flüssigkeit waagrechte Ebenen sind, folgt die Spalttropfengrenze (Oberfläche) demselben Gesetz, wie wenn der Spalt in eine unbegrenzte Wasserfläche eintaucht. Sie werde dargestellt in einem rechtwinkligen Koordinatensystem, Z-Achse senkrecht aufwärts, Y-Achse parallel den Spaltwänden, Z-Y-Ebene Mittelebene zwischen diesen Wänden, X-Achse ihre Normale in der Höhe jenes Wasserspiegels. Ihre Differentialgleichung ist mit $p_1 = dz_1/dx$, $p_1' = d^2 z_1/dx^2$

$$\left.\begin{aligned} z_1 &= \frac{a^2}{2} - \frac{p_1'}{(1+p_1^2)^{3/2}}\,; \\ \text{integriert } z_1^2 - h_1^2 - a^2 &= -\frac{a^2}{\sqrt{1-p_1^2}}\,, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

da das Verhältnis der Unterdruckhöhe h_1 zur positiven Oberflächenkrümmung den festen Wert $\frac{1}{2}a^2$ besitzt (erstes Laplacesches Kapillaritätsgesetz). Die Oberflächengleichung ist von Hagen und Neumann durch zwei Reihenentwicklungen, von Poisson und von Pockels durch elliptische Integrale mit zwei verschiedenen Parametern dargestellt; bei Poisson

$$\Phi = \operatorname{angtg}\sqrt{\frac{(h_1^2 - z_1^2)\,(h_1^2 + 2a^2)}{z_1^2\,(h_1^2 + 2a^2) - h_1^4}}\,, \tag{2}$$

$$x = \frac{a}{\sqrt{2}}\left\{\frac{2-k^2}{k}\,F(\alpha, \Phi) - \frac{2}{k}\,E(\alpha, \Phi) + \frac{k \sin 2\Phi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\Phi}}\right\} \tag{3}$$

bei Pockels

$$\varphi = 90^\circ - \tfrac{1}{2}\operatorname{angtg} p\,, \tag{4}$$

$$x = \frac{ak}{\sqrt{2}}\left\{\left(\frac{2}{k^2} - 1\right)\left[K(\alpha) - F(\alpha, \varphi)\right] - \frac{2}{k^2}\left[E(\alpha) - E(\alpha, \varphi)\right]\right\} \tag{5}$$

$$z_1 = \sqrt{h_1^2 + a^2\,(1 + \cos 2\varphi)}\,, \tag{6}$$

n beiden Fällen ist

$$\sin\alpha = k = a\,(a^2 + \tfrac{1}{2}h_1^2)^{-\frac{1}{2}}\,. \tag{7}$$

Der Rauminhalt je Längeneinheit des Spaltes von der Ebene $z = 0$ bis zur Oberfläche ist $2\int z_1 dx$; nach Gleichung (1) wird

$$\left.\begin{aligned} 1 - p_1^2 &= \frac{a^4}{(a^2 + h_1^2 - z_1^2)^2}\,; \qquad p_1^2 = \frac{(2a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,(z_1^2 - h_1^2)}{(a^2 + h_1^2 - z_1^2)^2}\,; \\ dx &= \frac{(a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,dz_1}{\sqrt{(2a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,(z_1^2 - h_1^2)}}\,; \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

$$2\int z_1 dx = \int_{h_1}^{z} \frac{(a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,z_1\,dz_1}{\sqrt{(2a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,(z_1^2 - h_1^2)}} = \sqrt{(2a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,(z_1^2 - h_1^2)} = a^2\frac{p_1}{\sqrt{1+p_1^2}} = a^2\cos P_1\,, \tag{9}$$

wo P_1 den Randwinkel bedeutet.

Der Flächeninhalt der Oberfläche je Längeneinheit des Spaltes ist

$$s_1 = \int \frac{dz_1}{\cos P_1} = \int_{h_1}^{z_1} \frac{a^2\,dz_1}{\sqrt{(2a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,(z_1^2 - h_1^2)}}\,; \tag{10}$$

er erlangt Normalform mittels

$$\left.\begin{aligned} &\sin^2\alpha = k^2 = 2a^2/(2a^2 + h_1^2); && z^2 = (2a^2 + h_1^2)\,(1 - k^2\xi^2)\,; \\ &dz = -2a^3(2a^2 + h_1^2)^{-\frac{1}{2}}\,\xi\,d\xi\,(1 - k^2\xi^2)^{-\frac{1}{2}}; && (2a^2 + h_1^2 - z_1^2)\,(z_1^2 - h_1^2) = 2a^2\xi\sqrt{1-\xi^2}; \\ &s_1 = \frac{2a^2}{\sqrt{2a^2 + h_1^2}}\,(K - F); \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

wächst monoton von 0 bis ∞, wenn h_1 von ∞ auf 0 fällt.

Hat nun das Wasser schon im Spalt eine untere Grenzfläche, so wird sich diese krümmen; reicht das Wasser in der Mittelebene des Spaltes von h_1 abwärts bis zur Höhe $h_2 < h_1$ über der XY-Ebene, so muß die Wirkung der Krümmung die Druckhöhe h_2 ersetzen. Ihre Differentialgleichung ist daher

$$h_2 = -\frac{a^2 \cdot p'}{2\,(1+p^2)^{3/2}} + h_2 - z_2\,, \qquad (12)$$

p und p' sind < 0; der Absolutwert der Krümmung nimmt von der Mitte zum Rande ab. Wenn die obere Grenzfläche innerhalb des Spaltes an der Wand das zweite Laplacesche Gesetz (Randwinkelgesetz) erfüllt, ist dies bei der unteren nur möglich, falls sie den Spalt gerade an seiner unteren Kante erreicht.

Bei $z = h_2$ ist $p = 0$, daher

$$\left.\begin{aligned} \frac{a^2}{\sqrt{1+p_2^2}} &= z_2^2 - h_2^2 + a^2; \\ p_2^2 &= \frac{a^4 - (z_2^2 + a^2 - h_2^2)^2}{(a^2 - h_2^2 + z_2^2)^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Ist $h_2 = 0$, so ist Gleichung (9) nur durch $z = 0$, $p = 0$ erfüllbar, wobei x unbestimmt bleibt. Für $h_2 > 0$ wird

$$dx = \frac{(z^2 - h_2^2 + a^2)\,dz_2}{(z_2^2 + 2\,a^2 - h_2^2)\,(h_2^2 - z_2^2)}. \qquad (14)$$

Ist $0 < h_2^2 \leqq 2\,a^2$, so wird Gleichung (10) in Normalform übergeführt mittels

$$\left.\begin{aligned} &\sin^2\alpha = k^2 = h_2^2/2\,a^2; \qquad z^2 = h_2^2(1-\xi^2) = h_2^2\cos^2\varphi \\ &dz = -h_2\,\xi\,d\,\xi\,(1-\xi^2)^{-\frac{1}{2}}\,(z^2 + 2\,a^2 - h_2^2)\,(h_2^2 - z^2) = 2\,a^2 h_2^2 - \xi^2\,(1 - k^2\,\xi^2)\,. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Die obere Grenze ist $z_2 = h_2$, $\xi = 0$; daher

$$x = \frac{h_2}{h_2}\,a\sqrt{2}\,[E(\alpha,\varphi) - \tfrac{1}{2}\,F(\alpha,\varphi)]; \qquad (16)$$

$\frac{h}{h}$ ist wegen des Rückgangs auf $h = 0$ stehen gelassen.

Ist $h_2^2 \leqq 2\,a^2$, so ist zu setzen

$$\left.\begin{aligned} &\sin^2\alpha = k^2 = 2\,a^2/h_2^2; \qquad z^2 = h_2^2\,(1 - k^2\,\xi^2) = h_2^2 - 2\,a^2\sin^2\varphi; \\ &dz = (-2\,a^2/h_2)\,\xi\,d\,\xi\,(1 - k^2\,\xi^2)^{-\frac{1}{2}}\,(z^2 + 2\,a^2 - h_2^2)\,(h_2^2 - z^2) = 4\,a^4\,\xi^2\,(1-\xi^2)\,. \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Die obere Grenze bleibt wie zuvor, daher

$$x = h_2\left(E - \frac{h_2^2 - a^2}{h_2^2}\,F\right). \qquad (18)$$

Für $h_2 \to \infty$ wird $k = 0$, $z = h_2$, $dz = 0$, $x = 0$.

Der Rauminhalt je Längeneinheit des Spaltes von der Ebene $z = 0$ bis zur Oberfläche ist nach Gleichung (14) und (13)

$$\left.\begin{aligned} 2\int z\,dx &= \sqrt{a^4 - (z^2 + a^2 - h_2^2)^2} \\ &= a^2 p^2\,(1+p^{2-\frac{1}{2}} = a^2\cos P_2\,. \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

Aus Gleichung (9) und (19) geht hervor, daß $a^2\,(\cos P_1 - \cos P_2)$, die resultierende Vertikalkomponente der vier Oberflächenspannungen an den Rändern, gleich dem Wassergewicht zwischen den beiden Oberflächen ist.

III.

$h_2 = h_1$ liefert die Gestalt eines zerreißenden Tropfens, erfüllbar für alle Spaltweiten von Null mit $h = \infty$ bis Unendlich mit $h = 0$. Im letzteren Fall ist die untere Begrenzung die XY-Ebene, die obere hat die Gestalt der Oberfläche des an ferne senkrechte Wände grenzenden Wassers. Der h-Wert des zerreißenden Tropfens hängt von der Wassermenge ab; $h = 0$ tritt mit $P = 0$ auf, wenn ihr Rauminhalt a^2 ist. Dies ist dieselbe Menge, welche zwischen zwei in Wasser eintauchenden parallelen senkrechten Wänden je Längeneinheit aufsteigt, unabhängig von ihrem Abstand.

Der Trogversuch $h = a$ $2\,x = 0{,}358$ cm ist als Beispiel mit $P_1 = 0$, wobei $P_2 = 33°$ wird, in Fig. 2 dargestellt. Sein Rauminhalt je Längeneinheit ist $a^2\,(1 - \cos P_2) = 0{,}1613\,a^2$. Der Neumannsche Umriß des maximalen Hängetropfens an der waagrechten unteren Plattenebene ist, wenn dieser die Gleichung $z = a\sqrt{2}$ zugeordnet ist, die Kurve

$$x = a\sqrt{\tfrac{1}{2}}\,[2\,E(\varkappa,\varphi) - F(\varkappa,\varphi)];$$

$$z = -a\varkappa\sqrt{2}\cos\varphi \text{ mit } \varkappa = 0{,}5933;$$

der tiefste Punkt liegt $2\,a\varkappa\sqrt{2} = 0{,}65$ cm unter der oberen Plattenebene, die Wendepunkte 0,325 cm. Da in ihrer Höhe der Druck Null ist, liegt die obere Begrenzung des Wassers in der Spaltmitte um den Betrag $h_1 = a = 0{,}389$ cm höher als diese Stelle, also 0,064 cm über dem

Spaltrand. Der Rauminhalt unterhalb des Spaltes ist daher $a^2 - 2\sqrt{2}\,\varkappa a x = 0{,}224\,a^2$. Der Rauminhalt des Neumannschen Maximaltropfens ist $2{,}606\,a^2$; zusammen $2{,}83\,a^2$. Somit

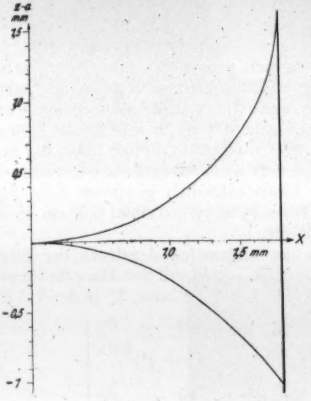

Fig. 2

würde beim Instabilwerden $2{,}67\,a^2$, oder wegen nachfolgender Verdunstung etwas weniger, je Längeneinheit des Spaltes abgetropft sein, wenn die Neumannsche Annahme über den Maximalinhalt zugrunde gelegt wird.

Der Tropfen im Holzspalt ist nach Fig. 3 mit $P_1 = 20°$ zustande gekommen. In diesem Fall ist der Rauminhalt des Neumannschen Maximaltropfens kleiner. Die Krümmung des Querschnitts des letzteren ist bei $P_1 = 0$ oben h_{max}/a^2; h_{max} ist, für $\varkappa = \sin 36° 32'$ in der Neumannschen Tafel interpoliert, $1{,}6837\,a$; x_{max} ist $1{,}545\,a$; die Pfeilhöhe des Kreisabschnitts vom Mittelpunktswinkel $2 \cdot 30°$ ist 0,0603 Halbmesser; der Flächeninhalt des Kreisabschnitts ist $2 \cdot 0{,}013835$ Halbmesserquadrate; der Rauminhalt des Maximaltropfens von $P_1 = 20°$ daher je Längeneinheit kleiner als der des Maximaltropfens von $P_1 = 0°$ um

$$\left[2{,}606 - 2\left(\frac{0{,}0603 \cdot 1{,}545}{1{,}6873} - \frac{0{,}01385}{1{,}6837^2}\right)\right] a^2 = 2{,}505\,a^2.$$

Der obere Querschnitt im Holzspalt ergibt sich mit $\varphi = 90° - \frac{1}{2}(90° - 20°) = 55°$ und $h_1 = 2\,a$, $2\,x$ nach Gleichung (18) $= 0{,}163$ nahe dem Versuchsergebnis; $z_1 - h_1$ wird 0,061. Die ihn berührende untere des zerreißenden Tropfens ergibt sich mit $x = 2\,a\,(E - \frac{1}{4}F)$ aus $\varphi = 26°$, wozu $x = 0{,}156$; $z_1 - h_1 = 0{,}0383$; $P_2 = 47° 40'$ gehören (Fig. 4). Solange statt dieser Grenze noch der Maximaltropfen die untere Grenze bildet, liegt die Mitte der oberen Grenze um $h_1 = 0{,}778$ cm höher als die Ebene der Wendepunkte, die um $0{,}325 - 0{,}014 = 0{,}311$ cm unter der unteren Plattenebene liegt, also 0,467 cm über dem Spaltrand. Der Rauminhalt innerhalb des Spaltes ist daher je Längeneinheit $a^2 - 0{,}622\,x = 0{,}665\,a^2$; zusammen $3{,}17\,a^2$. Unmittelbar vor dem Zerreißen ist der Rauminhalt im Spalt je Längeneinheit $a^2(\cos 20° - \cos 47° 40') = 0{,}267\,a^2$; somit beim Instabilwerden des Maximaltropfens abgetropft $2{,}90\,a^2$.

Die Neumannsche Annahme a^2 ist damit nicht wohl zu vereinigen. Die von Wangerin als Zusatz zu Neumann 1894 angekündigte Abänderung dieser Annahme ist nicht erschienen. Ob sie sich in seinem Nachlaß befindet, vermochte Verfasser bis jetzt nicht in Erfahrung zu bringen.

Das Nachwiegen des abtropfenden Überschusses einer instabil werdenden maximalen Spaltfüllung gelang mit der angegebenen einfachen Anordnung nicht. Überragten die Wandkörper des Spaltes den untergesetzten Trog, so tropfte der Überschuß außerhalb des Troges ab. Reichte der eine Wandkörper nur gerade bis zum Aufsitzen auf dem Trog, so tropfte er wohl in vielen Fällen innerhalb (in anderen an der Trogwand), zog sich aber dabei zur Rundform zu-

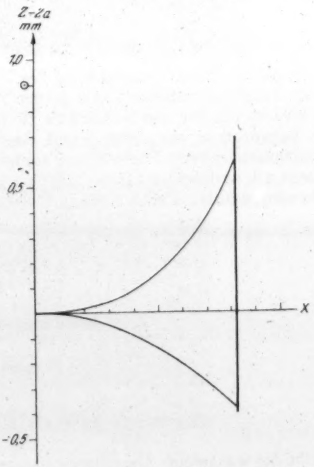

Fig. 4

sammen, für welche die Zylinderformrechnung nicht zutrifft. Nur daß der Gang der Abhängigkeit des Tropfengewichts von der Spaltweite im zu erwartenden Sinn auftritt, konnte so fest-

gestellt werden (Abb. 5). Die Spaltweite ist der zur Einstellung benutzten, als Abszisse verwendeten Anfangshöhe der Spaltfüllung umgekehrt proportional. Die Wägung geschah mit

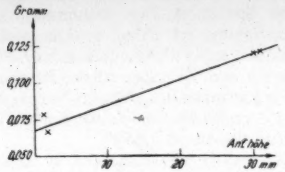

Fig. 5

Speidelscher Schnellwaage in einem geschlossenen Wägegefäß. Die eingetragenen Punkte sind Mittelwerte aus zwei bis drei Tropfen. Das Tropfengewicht blieb nicht gleich, sondern stieg an; schließlich löste sich der Tropfen von den Trogrändern und zog sich, wenn der Überschuß sich ablöste, vorübergehend stark zusammen. Daher sind die ungestörten Versuche aus dem Anfang der Versuchsreihen benutzt.

IV.

Hatte sich, wie zuletzt beschrieben, die Spaltfüllung von der Trogwand gelöst, so verkürzte sie sich, wenn der Spalt langsam erweitert wurde. Entsprechend der je Längeneinheit größer gewordenen Wassermenge stieg dabei die Spannweite; der Tropfen riß erst ab, wenn seine Oberfläche katenoidähnlich geworden war (Fig. 6), meist bei 0,45–0,55, maximal 0,66 cm beobachteter Weite.

Da der allgemeine Ausdruck der Flächenwölbung $1/R + 1/R'$ mit den Hauptkrümmungsradien R in der XZ-Ebene, R' in der YZ-Ebene

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{R} &= \frac{\partial}{\partial x}\frac{p}{\sqrt{1+p^2+q^2}} = \frac{1+q^2}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{pq}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{\partial q}{\partial x} \\ \frac{1}{R'} &= \frac{\partial}{\partial y}\frac{q}{\sqrt{1+p^2+q^2}} = \frac{1+p^2}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{\partial q}{\partial y} - \frac{pq}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

in der YZ-Ebene (mittlere Längsebene des Spaltes) wegen $p = 0$, $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ zu

$$\frac{1}{(1+q^2)^{\frac{1}{2}}}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{(1+q^2)^{\frac{3}{2}}}\frac{\partial q}{\partial y} = \frac{1}{R} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{q}{\sqrt{1+q^2}} \tag{21}$$

wird, stimmt die Differentialgleichung des Umrisses des Tropfens endlicher Länge in der YZ-Ebene überein mit der von Neumann, S. 100, Zusatz, behandelten, wenn dort p und x mit q und y vertauscht werden. Die Wölbung am höchsten Punkt, $1/b$, ist dabei jetzt $1/R + 1/R'$ daselbst. R bleibt vom höchsten Punkt bis in die Nähe der unteren Spalträndern gleich; man kann daher die Umrißgleichung von ihrer oberen bis annähernd zu ihrer unteren waagrechten Berührenden benutzen. $\partial p/\partial x$ ist < 0, wenn, wie bei Neumann, die Z-Achse von der oberen Kuppe abwärts positiv ist. Die Neumannsche Parameterdarstellung des Umrisses in der YZ-Ebene ist

$$\left.\begin{aligned} &(1+q^2)^{-\frac{1}{2}} = -\cos 2u; \\ &\frac{2}{\varkappa^2} = 2 + \left(\frac{a(1-\cos\vartheta)}{2h} - \frac{h}{2a^2}\right)^2 \\ &\qquad \vartheta \text{ der Richtungswinkel am unteren Rand } z = \mathrm{h}; \\ &z = \frac{a\sqrt{2}}{\varkappa}\left(1 - \sqrt{\varkappa^2\sin^2 u} - \sqrt{1-\varkappa^2}\right); \\ &y = \frac{a}{\varkappa\sqrt{2}}\left\{(2-\varkappa^2)\left[K(\varkappa) - F(\varkappa, u)\right] - 2\left[E(\varkappa) - E(\varkappa, u)\right]\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Sie ergibt die waagrechte Umrißlänge $2y_{a\varepsilon}$ mit $u = 45°$.

Die dortige Krümmung ist wegen $dy/dz = 0$

$$\frac{1}{r} = \frac{d^2y}{dz^2} = \left[\frac{d^2y}{du^2}\frac{dz}{du} - \frac{d^2z}{du^2}\frac{dy}{du}\right] : \left(\frac{dy}{du}\right)^3 = \frac{2}{a\varkappa}\sqrt{2-\varkappa^2}\,. \tag{23}$$

Für $\vartheta \approx \pi$ ist

$$\varkappa^2 = \frac{8a^2h^2}{(2a^2+h^2)^2}; \tag{24}$$

Zur Arbeit H. Hermann, Ein Kapillaritätsversuch

Fig. 3. Holzspalt, Aufriß.

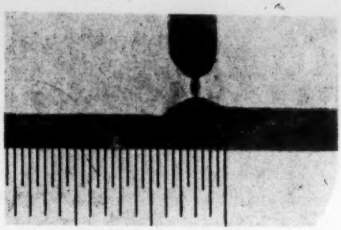

Fig. 6. Katenoid, Aufriß.

Fig. 8. Spalttropfenumriß zwischen zwei Glaswürfeln mit Spiegelbild in der unteren Glasebene.

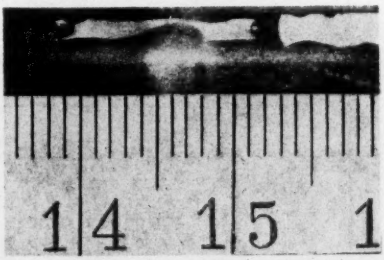

Fig. 9. Keilspalt. Weite : Länge 1 : 100.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

die Krümmungen in der oberen und unteren Kuppe sind wegen $dz/dy = 0$

$$\frac{1}{r} = \frac{d^2z}{dy^2} = \left[\frac{d^2z}{du^2}\frac{dy}{du} - \frac{d^2y}{du^2}\frac{dz}{du}\right] : \left(\frac{dy}{du}\right)^3 = \frac{\sqrt{8\,(1-x^2)}}{a\,x} \tag{25}$$

für $u = 90°$ (obere Kuppe), dagegen $\sqrt{8}/ax$ für $u = 0$ (untere Kuppe); ihre Differenz ist wegen Gleichung (24) identisch gleich $2\,h/a^2$. Das Verhältnis der Ordinate der senkrechten Berührung z_{ae} zur Ordinate h der unteren Kuppe ist

$$\frac{z_{ae}}{h} = \frac{\sqrt{1-\frac{1}{2}x^2} - \sqrt{1-x^2}}{1-\sqrt{1-x^2}} = \frac{\sqrt{4\,a^4+h^4} - 2\,a^2 + h^2}{2\,h^2}. \tag{26}$$

Aus $2\,y_{ae}$, h, z_{ae}, den drei Krümmungen (23), (25) und vier Zwischenpunkten nach dem folgenden Täfelchen wurde Fig. 7 gezeichnet. Sie gleicht

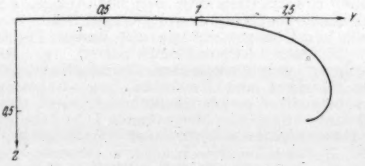

Fig. 7

der Naturaufnahme Fig. 8. Auch hier hängt h und damit die im schlanken Keilspalt Fig. 9 überspannte Weite davon ab, wieviel Wasser beim Instabilwerden der maximalen Spaltfüllung abtropft.

u	0°	45°	60°	70°	80°	85°	90°
y	1,578	1,723	1,698	1,6175	1,450	1,265	0
z	551	0,388	0,2738	0,1872	0,0945	0,04755	0
r	0,138	0,1945					79,1

Für die Ermöglichung der Versuche ist Verfasser sowohl Herrn Univ.-Prof. Dr. Back, Tübingen, wie der Firma I. Eberspächer, Eßlingen N. zu Dank verpflichtet

Tübingen, 1943—1944.

(Eingegangen 8. Mai 1944)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000\,(1+\delta\cdot 10^{-9})$ Hz von $1^h\,4^{min} - 1^h\,4^{min}$ und

$f_2 = 440\,(1+\delta\cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min} - 1^h\,49^{min}$

1944	δ	1944	δ
Sept. 1	−22	Sept. 16	−17
2	−23	17	—
3	—	18	−14
4	−24	19	−16
5	−19	20	−22
6	−17	21	−20
7	−08	22	−18
8	−13	23	−21
9	−23	24	—
10	—	25	−17
11	−14	26	−14
12	−15	27	−17
13	−16	28	−24
14	−10	29	−14
15	−05	30	−14

Berlin-Charlottenburg, den 9. Okt. 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe. U. Adelsberg

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000\cdot(1+\delta\cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$—$10^h\,46^{min}$, und

$f_2 = 440\cdot(1+\delta\cdot 10^{-9})$ Hz von $1^h\,46^{min}$—$1^h\,49^{min}$.

1944	δ	1944	δ
Okt. 1	—	Okt. 16	−15
2	−17	17	−22
3	−25	18	−21
4	−23	19	−19
5	−28	20	−24
6	−19	21	−17
7	−18	22	—
8	—	23	−20
9	−22	24	−15
10	−21	25	−28
11	−23	26	−11
12	−16	27	−19
13	−22	28	−09
14	−27	29	—
15	—	30	−10
		31	−20

Berlin-Charlottenburg, den 8. Nov. 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1944/45

Technische Hochschule Aachen. **N. N.:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 3, für Bau- und Vermessungsingenieure, 2; Physikalisches Praktikum, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schultz-Grunow:** Mechanik II a, 4, Übungen, 4, II b, 4, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel aus der Kontinuumsmechanik und der Dynamik des starren Körpers, nach Vereinbarung. — **Meixner:** Theoretische Physik IV: Statistik und Atomistik 3; Rechnerische Übungen zur theoretischen Physik, 1; Sondervorlesung aus theoretischer Physik, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kirschbaum:** Photographie II, 1, Übungen, 1. — **Nacken:** Strahlenkunde, 1. — **Lahaye:** Physikalisches Repetitorium, 2. —

Universität Basel. **Huber:** Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Miescher), 8, für Vorgerückte (mit Wehrli), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht, Kuhn, Wehrli, Miescher und Fierz), 14tägig, 2 *g*. — **Matthies:** Mechanik deformierbarer Kontinua mit Einschluß der Hydrodynamik, 4, Übungen, 1; Theorie der elektrischen und magnetischen Meßinstrumente, 3, Übungen, 1; Repetitorium der theoretischen Physik, 1. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme II; Elektronenröhren, 2; Hochfrequenz-Praktikum, 3; Repetitorium der Elektrizitätslehre, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Schwingungslehre, insbesondere Akustik und Hochfrequenz, für Vorgerückte, tägl. — **Wehrli:** Einführung in die Physik der Atomhüllen, 1; Seminar über molekularphysikalische Fragen aus der Physik, Chemie und Biologie, 14tägig, 1½ *g*. — **Zehnder:** Die tiefsten Grundlagen der Physik und Chemie sowie die Entstehung des Lebens, 2. — **Miescher:** Zählmethoden der Kernphysik, 1; Mathematisch-physikalische Übungen als Ergänzung zum Praktikum, 1; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Fierz:** Wellenmechanik, 2; Theoretisch-physikalisches Proseminar, 1. — **Mohler:** Optische Methoden des Chemikers, 1, Übungen, 1. —

Universität Berlin. **Gerthsen:** Experimentalphysik für Naturwissenschaftler: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, für Mediziner, 3; Seminar, 2 *g*; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (mit Kneser), tägl. — **Heisenberg:** Theoretische Physik IV: Optik, 3, Übungen, 1. — **Landt:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, für Mediziner, 3; Ausgewählte Kapitel aus der angewandten Physik, 2; Grundoperationen des chemischen Betriebes: Filtrieren, Destillieren, Verdampfen, Kristallisieren usw., 2; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. — **Kolhörster:** Sonderfragen der Höhenstrahlenforschung, 2; Arbeiten über Höhenstrahlen, tägl. außer Sonnabend. — **Gehrcke:** Physik und Erkenntnistheorie II, 1. — **Wirtz:** Molekularkinetische Theorie der Materie, 3, Übungen, 1. — **Scheffers:** Einführung in die Mechanik deformierbarer Körper, 3, Übungen, 1 *g*. — **Schüler:** Ausgewählte Kapitel aus der Molekülphysik, 2; Spektroskopisches Praktikum, 4; Forschungsarbeiten aus dem Gebiete der Atom- und Molekülphysik, tägl. — **Skaupy:** Technische Metallphysik mit Einführung in die Metallkunde, 1. — **Menzer:** Methoden der Kristallstrukturuntersuchung, 1; Anleitung zu kristallphysikalischen Arbeiten, tägl. — **v. Auwers:** Magnetische Eigenschaften der Materie, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hinderer:** Ausgewählte Kapitel aus der Akustik (u. a. Stoßwellen), 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete rasch ablaufender Vorgänge, nach Vereinbarung. — **Fischer:** Molekulartheorie der elektrischen Polarisation, 1. — **Kneser:** Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Mattauch:** Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der Kernphysik, tägl. — **Brüche:** Elektronenoptische Untersuchungen, tägl. *g*. — **v. Ardenne:** Konstruktion und Bau von Anlagen der Elektronen- und Korpuskelphysik, mit Demonstrationen und Übungen, 14tägig 2. — **Bartels:** Physik der höchsten Atmosphärenschichten, 2; Besprechung geophysikalischer Veröffentlichungen (mit Rössiger und Fanselau), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Arbeiten, tägl. — **Defant:** Allgemeine Meereskunde I, 2; Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend *g*. — **Ertel:** Dynamische Meteorologie, 2, Übungen, 1 *g*; Moderne Probleme der theoretischen Meteorologie, 1. — **Fanselau:** Schwere und Seismik, 1; Praktische Übungen und Forschungsaufgaben aus dem Gebiete des Erdmagnetismus, tägl. — **Kähler:** Wolken- und Gewitterkunde, 1. — **Kölzer:** Geschichte des Wetterdienstes, 1. — **Möller:** Seenkunde, 1; Hydrographische Übungen, 7 *g*. — **Rössiger:** Die magnetischen und elektrischen Verfahren der Untergrundserforschung, 1; Anleitung zu experimentellen und geophysikalischen Forschungsarbeiten, tägl. — **Wüst:** Einführung in die Meereskunde, 1; Anleitung zu ozeanographischen Arbeiten, tägl. — **Zistler:** Allgemeine Meteorologie, mit Übungen, 4; Anleitung zu aerologisch-synoptischen Arbeiten, nach Vereinbarung, *g*. —

Technische Hochschule Berlin. **Westphal:** Experimentalphysik I und II, 6; Physikalische Übungen I, 4, III, 4, für Bergbauer usw., 4, für Vermessungsingenieure, 4. Einführung in die physikalischen Übungen I, 2, III, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Haxel), 2 *g*. — **Haxel:** Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 8; Anleitung zu Forschungsarbeiten, Diplom- und Doktor-Arbeiten, tägl.; Mechanik für Physiker II, 4, Übungen, 2. — **Wirtz:** Atomtheorie, 3, Übungen zur theoretischen Physik, 2. — **Oberdörfer:** Grundlagen der Elektrotechnik I, 2, Rechenübungen, 1; Theorie der Wechselströme, 4, Rechenübungen, 1½; Theoretische Elektrotechnik II, 3, Rechenübungen, 1; Elektrotechnisches Laboratorium I, II, III, nach Vereinbarung, für Fortgeschrittene, tägl. — **Hertz:** Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Picht:** Atomphysik I: Theorien der Statistik, klassische Atomphysik, 4; II: Wellenmechanik, Matrizenmechanik, 2. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Gehrts:** Wirkungsweise, Bau und Berechnung von Elektronenröhren I: Verstärker, 2, Fernsehen I, 2. — **Weidert:** Geometrische Optik II, 2, Übungen, 2 *g*; Optisches Rechnen II, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente II, 2; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Optische Instrumente für Heer, Marine und Luftwaffe II, 2; Übungen für Geodäten im Gebrauch

optischer Instrumente, 14tägig, 4. — **Schmehl:** Wahrscheinlichkeitsrechnung und Theorie der Beobachtungsfehler, 1. — **Richter:** Physiologische Optik, nach Vereinbarung. — **Seegert:** Spektroskopie, nach Vereinbarung; Übungen zur Spektralanalyse für Anfänger, nach Vereinbarung, für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Spektrographische Untersuchungen (Sonderarbeiten), *g*. — **Nikuradse:** Elektronen- und Ionenlehre, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten auf dem Gebiete der Elektronen- und Ionenlehre, nach Vereinbarung. — **Meyer:** Elektroakustik I: Meßtechnik, Fernsprech- und Rundfunktechnik, mit Vorführungen, 2, II: Schallaufzeichnungsverfahren, Wasserschalltechnik mit Vorführungen, 2. — **Reich:** Angewandte Geophysik, 2. — **Widemann:** Röntgen-Werkstoffprüfung (metall): Grobstrukturverfahren, mit Übungen, 2; Feinstrukturverfahren, mit Übungen, 2. — **Hofmann:** Röntgenstrukturuntersuchungen I, 2; Kleines Röntgen-Praktikum, nach Vereinbarung; Großes Röntgen-Praktikum, tägl.; Röntgenstrukturuntersuchungen II, mit Übungen, nach Vereinbarung; Metallkunde der Sonderstähle, mit Übungen, nach Vereinbarung. —

Universität Bern. Greinacher: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Mercier), nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Mercier:** Theoretische Physik IV: Elektrodynamik, 3, Übungen, 1; Analytische Dynamik und Quantentheorie I, 3; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Koestler:** Höhere Mathematik in naturwissenschaftlichen Problemen, 1; Ausgewählte Kapitel der Mechanik: Kinematik und Kinetik (Dynamik) des materiellen Punktes, 1; Theoretische Wechselstromtechnik, 2; Theorie der elektrischen Schwingungskreise, 1. — **König:** Hochfrequenztechnik, 1; Was heißt „Messen"? 1. — **Banderet:** Einführung in die Spektroskopie, 1. — **Brückmann:** Allgemeine Meteorologie, 2; Atmosphärische Optik, 1. —

Universität Bonn. Füchtbauer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, für Physiker, Mathematiker, Chemiker und Naturwissenschaftler, 4; Physikalisches Praktikum, 8, für Mediziner (mit Meyer-Eppler), 3; Leitung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel, Schmitz, Dreisch, Meyer-Eppler und Wiebe), 14tägig, 1 *g*. — **Weizel:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, für Mediziner, 3; Mechanik II, 2. — **Grebe:** Medizinische Strahlenkunde (mit Janker), 2; Besprechung neuerer Arbeiten aus der Strahlenkunde, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus der Strahlenkunde, tägl. — **Schmitz:** Elektrische Maschinen, 2. — **Dreisch:** Technische Optik I, 2. — **Meyer-Eppler:** Schwingungslehre II: Elektromagnetische Hochfrequenz, nach Vereinbarung. — **Wiebe:** Kristalle und Röntgenstrahlen, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig. Cario: Experimentalphysik II: Mechanik, Wärme, Akustik und Molekularphysik, 3; Höhere Experimentalphysik IV, 2; Physikalisches Praktikum I, 4 oder 8, II, 8, für Bauingenieure, 2, für Geodäten, 1; Physikalisches Seminar (mit Stille), 1; Physikalisches Kolloquium (mit Cordes, Diesselhorst, Lübcke und Stille), 14tägig, 2 *g*; Naturwissenschaftliches Kolloquium (mit Friese und Jaretzky), 2 *g*; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl. — **Diesselhorst:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 2. — **Grundmann:** Einführung in die Meteorologie, 1; Meteorologische Meßtechnik I, 2; Luftelektrische Meßtechnik, einschließlich Radioaktivität und kosmische Strahlung, 2; Meteorologisch-meßtechnisches Praktikum I, 3; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*; Meteorologisch-klimatologisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Meteorologie, Klimatologie und Meßtechnik, tägl. — **Koppe:** Luftfahrzeugführung II: Meßtechnik, Bordgeräte, Navigierung, 2, Übungen, 3; Luftfahrtmeßtechnik I: Flug und Landung im Nebel, 2, Übungen, 3; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten aus dem Gebiete der Luftfahrtmeßtechnik und Flugmeteorologie, tägl. — **Bergwitz:** Radioaktivität II (Anwendungen), 1, Übungen, 2; Röntgenstrahlen (Anwendung), 1. — **Lübcke:** Ballistik, 1; Technische Elektronik I: Halbleiter, Gasentladungen, 1, Übungen, 1; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, tägl.; Bauakustik für Architekten, 1. — **Stille:** Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl.; Theoretische Physik II: Optik, 3, Übungen, 1; Elektronen und Ionen, 1, Übungen, 1. — **Fesefeldt:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Optik, 1. — **Hübner:** Atom- und Molekülspektren I, 1. —

Universität Breslau. Schaefer: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (Physiker, Chemiker, Pharmazeuten) (mit Kliefoth), 3, für Mediziner, 14tägig, 4, für Fortgeschrittene (mit Steubing und Kliefoth), tägl. — **Steubing:** Ausgewählte Kapitel der physikalischen Meßtechnik, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Allgemeine Meteorologie, 1. — **Jüttner:** Theoretische Physik: Quantentheorie, 4. — **Kliefoth:** Schulphysik I: Ausgewählte Abschnitte aus Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 2, Übungen, 1. — **Bopp:** Theoretische Physik I: Mechanik, 14tägig, 5, Übungen, 14tägig, 1. —

Technische Hochschule Breslau. Bergmann: Experimentalphysik II; Elektrizität, Optik, 5, für Bauingenieure, 2, Besprechung, nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum (mit Schuster), für Anfänger, 3 und 2, Zwischenpraktikum, 6, für Fortgeschrittene, tägl. — **N. N.:** Theoretische Physik, 5, Übungen, 2; Seminar über neuere Fragen der theoretischen Physik, 2; Strömungslehre, 2, Übungen, 2. — **Schuster:** Elektroakustik II, 2; Schwingungen und Wellen, 2. — **Kliefoth:** Schulphysik I; Mechanik, Akustik, Wärme, 2, Übungen, 1. — **Knoll:** Werkstoffkunde und Hochvakuumtechnik, mit Übungen, nach Vereinbarung. — **Ebert:** Einführung in die Röntgenographie II, struktureller Teil, 3; Röntgenographisches Praktikum für Anfänger I, spektroskopischer Teil, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Röntgenographische Forschungsarbeiten für Diplomkandidaten und Doktoranden, tägl. —

Technische Hochschule Brünn. Lohr: Experimentalphysik I, 3; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 4; Geometrische Optik und Akustik, 2, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum, 8 und tägl.; Theoretische Physik II: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, 3, Übungen, 1, IV: Quantentheorie und Atomphysik, 3, Übungen, 1; Röntgenpraktikum, 3; Physikalisches Kolloquium, 1. — **Faigl:** Die philosophischen Grundlagen der

Naturwissenschaften, 1. — **Holluta:** Struktur der Materie, 2. — **Obrist:** Kolloidphysik, 1, Übungen, 1; Grenzflächenphysik II, 2, Übungen, 2. — **Herzog:** Meteorologie (Wahlfach), 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik II, 3; Physikalisches Praktikum, 2; Metallphysik, 2, Übungen, 2. — **Jung:** Geophysik II, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3; Seminar I zu Markscheidewesen und Geophysik (mit Rellensmann), 3, III, 3: Photogrammetrie und Luftbildwesen, 2, Übungen, 1. —

Technische Hochschule Danzig. **Buchwald:** Mathematische Hilfsmittel, 2; Maxwellsche Theorie, 4, Übungen, 14tägig, 2; Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 2 g. — **Kossel:** Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 4, Ergänzung, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 4; Erkenntnisfragen der heutigen Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, tägl.; Besprechung laufender physikalischer Arbeiten, 3 g; Strahlführung in Elektronen- und Ionengeräten, 1. — **Fromm:** Mechanik IV: Festigkeitslehre, 2, Übungen, 2; Höhere Festigkeitslehre, 2; Theoretische Studienarbeit aus der Mechanik, 2; Experimentelle Studienarbeit aus der Mechanik, 4; Metallkunde I, 1; Praktische Werkstoffkunde, 4; Größere selbständige Arbeiten, 12. — **Waltking:** Mechanik III: Dynamik, 2, Übungen, 1, Ergänzungen, 1, Übungen, 1. — **Hass:** Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Physik für Fortgeschrittene: Korpuskularstrahlen, 2. — **Mierdel:** Grundlagen der Flugmeteorologie, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Wellenlehre des Lichtes, Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 6, für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Seminar, 1 g; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Vieweg), 1 g. — **Vieweg:** Technische Physik mit physikalischer Meßkunde: Ausgewählte Abschnitte aus Mechanik (Reibung) und Elektrizitätslehre (Gasentladungen), 3; Kunststoffe, Physikalisch-technischer Überblick, 1; Übungen in technischer Physik, 6; Arbeiten in technischer Physik für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten in technischer Physik, 6; Seminar über Fragen der technischen Physik, 1 g. — **Gebauer:** Atomphysik: Allgemeine Grundlagen, 2. — **Fischer:** Einführung in die theoretische Physik I und II, 2, Übungen, 2. — **Klingelhöfer:** Einführung in die Feinwerktechnik II: Geräteelemente, Konstruktionsbeispiele, 1, Übungen, 2. — **Stintzing:** Röntgentechnik: Grundlagen, Apparate, Röhren, Durchstrahlungsverfahren, 2, Übungen, 1; Röntgenpraktikum I, 3, II, 6; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, nach Vereinbarung; Seminar für Struktur und Röntgenfragen (mit Neuhaus), 1 g; Röntgen-Photographie, 1; Röntgen-Photographisches Praktikum, 3. — **Mügge:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2, Übungen, 1. — **Menges:** Elektroakustik, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der Schalltechnik, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Festigkeitslehre, 4. —

Technische Hochschule Dresden. **Stuart:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 4; Physikalisches Praktikum I, 6 und 3, II, 9; Sel ständige Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl Aufbau von Demonstrationsversuchen, 9; Phys kalisches Kolloquium (mit Falkenhagen u Wiedemann), 14tägig, 1 g. — **Falkenhagen:** The retische Physik: Wärme, 3, Übungen, 1; Größe physikalische Arbeiten, tägl. — **Wiedmann:** Spe trum und Atombau, 1; Röntgenographische u spektroskopische Übungen, 3 und 6; Zerstörung freie Werkstoffprüfung, 3 und 6; Selbständi Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl. — **Schul** Ergänzung zur Experimentalphysik: Ergebnis der modernen Physik, 1; Höhere Physik, 3; Phys der Kunststoffe, 1; Physikalisches Seminar, 14täg 1 g. — **Frieser:** Grundlagen der Photographie, Reproduktionstechnik, 1; Ausgewählte Kapi aus der Lichttechnik, 1; Photographisches Prak kum I für Anfänger, 4, II für Fortgeschrittene, Selbständige Arbeiten im Photographischen I stitut, 2, 4, 8, halb- und ganztägig; Kolloquiu über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Pho graphie, 1 g. — **Klughardt:** Die Fernrohre, 2 g. **Joachim:** Kinematographie in Wissenschaft u Technik, 1 g. — **Goldschmidt:** Allgemeine Meteo logie, 2. — **Günther:** Ausgewählte Kapitel aus Geschichte der Mathematik, 2. —

Universität Erlangen. **Hilsch:** Experiment physik II: Elektrizitätslehre, Optik, 3, Ergänzu 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, Fortgeschrittene, 8, für Mediziner, 2; Anleitung wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Kolloqui über neuere physikalische Arbeiten (mit Volz u Saur), 1 g; Physikalisches Seminar: Probleme elektrischen Leitfähigkeit (mit Saur und Vol 2 g. — **Saur:** Einführung in die Kernphysik, 1. **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1. — **Vo** Theoretische Optik, mit Übungen, 5; Quant theorie, 2. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Phys 4, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen, 3 **Meisser:** Angewandte Geophysik II, 1, Übungen Geophysikalische Meßübungen, nach Vereinbaru g; Einführung in die Verfahren und Ergebnisse Erdbebenforschung, 14tägig, 1 g, Übungen, Einführung in die Geophysik, 1 g. — **Lihl:** Theo tische Metallkunde einschließlich Metallphysik u Röntgenkunde, nach Vereinbarung. — **Regl** Röntgenkunde, 4, Übungen, 4. —

Universität Freiburg i. Br. **Steinke:** Exp mentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4, Klei physikalisches Praktikum, 2; Kosmische Ul strahlung, 1; Physikalisches Praktikum, 4 ode für Fortgeschrittene, 8; Handfertigkeitsübung 4; Physikalisches Seminar, 14tägig, 2 g; Übun im Demonstrieren, 2 g; Anleitung zum selbst digen Arbeiten, tägl. g; Physikalisches Kolloqui (mit Hönl), 14tägig, 1. — **Hönl:** Thermodynar und statistische Mechanik, 4, Übungen, 1 g; Se nar über Kernphysik, 2 g; Anleitung zu wiss schaftlichen Arbeiten; tägl. g. — **Jaeger:** Hc frequente elektrische Schwingungen, 1. — **Fors** Meteorologie, 3; Forstmeteorologische Fragen, — **Hellerich:** Ausgewählte Fragen der Astrono und der Astrophysik II, 2. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Dessa** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wär lehre, 5, Ergänzungen, 1, Repetitorium und Üb gen, 1; Einführung in die moderne Physik, Kolloquium für Physik, 1; Physik-Praktikum Mediziner, Pharmazeuten und Lehrer, 4, für Na

wissenschaftler, 8. — **Brasey:** Elektrodynamik, 3; Physikalische Fragen für Anfänger, 2. —

Universität Gießen. Hanle: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 4, für Mediziner und Veterinärmediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Physiker und Naturwissenschaftler (mit Cermak), 6, für Chemiker, 3, für Mediziner und Veterinärmediziner, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Cermak und Bechert), 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Cermak:** Experimentalphysik: Ausgewählte Kapitel, für Fortgeschrittene, 2; Physikalische Grundlagen der Meteorologie, 1; Handfertigkeitspraktikum, 2. — **Bechert:** Wärmelehre, 4, Übungen, 2; Optik, 2. —

Universität Göttingen. Pohl: Elektrizitätslehre und Optik, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Becker, Kopfermann und Zahn), 2. — **Mollwo:** Elektrizitätslehre und Optik IV, 2. — **Kopfermann:** Physikalisches Praktikum, 6, für Mediziner (mit Hellwege), 14tägig, 4, für Fortgeschrittene (mit Walcher), 8; Ultraschall, 2; Physikalisches Proseminar (mit Walcher), nach Vereinbarung, g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hellwege:** Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Walcher:** Zusatzvorlesung zum Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Becker:** Mathematik für Naturwissenschaftler I, mit Übungen, 4; Optik aller Wellenlängen, mit Übungen, 4; Seminar für theoretische Physik, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, g. — **Mannkopff:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Optische Abbildung und spektroskopische Apparate, 2. — **Zahn:** Elektrophysikalisches Praktikum, 3, Ergänzung, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Prandtl:** Hydrodynamik und Aerodynamik I, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Strömungslehre, tägl.; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik und der Strömungslehre (mit Betz, Schuler und Oswatitsch), 2 g. — **Schuler:** Mechanik, 4, Übungen, 2, Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 4; Seminar über Fragen der Mechanik, 14tägig, 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Betz:** Tragflügel und Flügelräder, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Oswatitsch:** Turbulenz, 2. — **Küstner:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, tägl.; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf physikalisch-medizinischem Grenzgebiete, tägl.; Repetitorium der Physik für Kriegsteilnehmer, 2. — **Angenheister:** Geophysik: Aufbau und Alter der Erde, 1, Erdmagnetismus, 1; Meteorologie: Statik der Atmosphäre, 1, Physik der Atmosphäre (Strahlung usw.), 1; Geophysikalisches und meteorologisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **ten Bruggencate:** Ausgleichs- und Korrelationsrechnung für Naturwissenschaftler, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Astronomisches Kolloquium, 2 g. —

Universität Graz. Rumpf: Einführung in die Experimentalphysik II, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum I, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Székely und Borgnis), 20; Besprechung physikalischer Fragen (mit Matossi, Wessel, Székely und Borgnis), 1. — **Matossi:** Höhere Experimentalphysik: Elektrische und magnetische Eigenschaften der Materie, 2; Physikalisches Praktikum II, für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 20. — **Wessel:** Thermodynamik, 4, Übungen, 1; Einführung in die Theoretische Physik, 2, Übungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Székely:** Physikalisches Rechnen, Übungen, 1, Erläuterungen, 1. — **Borgnis:** Akustik, 2; Physikalisch-technisches Praktikum, für Fortgeschrittene, 6. — **Letzmann:** Allgemeine Meteorologie, 2; Spezielle Meteorologie: Optische Erscheinungen, 1, Übungen (Unterstufe), 1. — **Schwinner:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Erde, 2; Besprechung neuerer geophysikalischer Literatur, Übung, 1. —

Technische Hochschule Graz. Kohlrausch: Physik I, 4, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 2; Aufbau der Materie, 3; Physikalische Chemie: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Reitz:** Physik für Chemiker, 4; Einführung in die Mathematik für Chemiker, 2, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum, 8. —

Universität Greifswald. Reinkober: Experimentalphysik I: Mechanik und Wärme, 4, für Mediziner, 3; Physikalische Maßeinheiten und Maßsysteme, 1; Physikalische Rechenübungen, 2. — **Seeliger:** Theoretische Physik III: Optik, 4; Seminar: Kosmogonische Fragen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner (mit Schmidt), 2; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Schmidt:** Differentialgleichungen der Physik, 2; Ergebnisse der neueren Physik, 1 g. — **Bartholomeyczek:** Grundlagen und Anwendung der Spektroskopie, 1. — **Schulze:** Medizinische Strahlenkunde, 2. — **v. Krbek:** Das Weltbild der Physik, 1. —

Universität Halle. Kast: Experimentalphysik I, 3, Ergänzung, 2, Seminar, 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Landwirte, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Fässler und Maier), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 14tägig; 2 g. — **Fässler:** Experimentalphysik III: Physikalische Optik, 3; Natürliche Radioaktivität, 2. — **Smekal:** Mechanik I, 4; Theoretische Physik: Atomphysik, 4, Seminar, 2; Kristallplastizität, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Maier:** Molekularphysik: Molekülschwingungen, 2. —

Universität Hamburg. Koch: Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, Atomphysik, $2^1/_4$; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler (mit Goos, Meyer und Müller), 4, für Mediziner, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos und Meyer), tägl. — **Meyer:** Ergänzungen zur Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, Atomphysik, $^3/_4$; Physikalisches Proseminar (mit Knauer), 2. — **Goos:** Experimentelle Grundlagen der Atomlehre, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Harteck, Heckmann, Jensen, Knauer, Lenz, Meyer und Möller), 2. — **Jensen:** Ausgewählte Kapitel aus der Atomphysik, 2; Besprechungen neuerer kernphysikalischer Arbeiten (mit Harteck, Knauer und Groth), 2. — **Lenz:** Elemente der statistischen Wärmelehre, 1; Mechanik I, mit Übungen, 4. — **Knauer:** Grundlegende Experimente der neueren Physik, 1. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von

Physikalischen Schulversuchen, 2. — **Groth:** Natürliche und künstliche Radioaktivität, 1. — **Möller:** Elektrizitätslehre, mit Übungen, 4; Physikalisch-technisches Kolloquium, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener (mit Döhler), tägl. — **v. d. Steinen:** Technische Hydromechanik mit Versuchen im Schiffbau-Laboratorium, 2. — **Schimank:** Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der angewandten Physik und Chemie, 14tägig, $1^1/_2$; Geschichte der Atomistik, 14tägig, $1^1/_2$. — **Meyer-Abich:** Einführung in das Studium der Naturwissenschaften, 1; Geschichte der Philosophie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Beziehungen zu den Naturwissenschaften und der Medizin, I Antike und Mittelalter, 2; Theorie und Geschichte der Abstammungslehre, 1; Kolloquium über philosophische und allgemeintheoretische Grundfragen der Naturwissenschaften und Medizin (mit Vincke und Frank), 2. — **Raethjen:** Meteorologisches Instrumentenpraktikum, 3; Dynamische Meteorologie, $1^1/_2$; Meteorologisches Kolloquium, 2; Geophysikalisches Kolloquium (mit Kleinschmidt, Thorade, Semmelhack, Kuhlbrodt, Errulat und Seilkopf), vierwöchentlich 2. —

Technische Hochschule Hannover. **Bartels:** Experimentalphysik I, 3; Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Optik, 2; Physikalisches Praktikum I, 4, II, 4, III, 4; Arbeiten im Physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, tägl. — **Jensen:** Einführung in die theoretische Elektrodynamik, 3; Elemente der Atomtheorie, 2. — **Hase:** Maschinenmeßkunde I, 2; Geometrische Optik, 1. — **Breyer:** Ausgewählte Kapitel der Geophysik, 2. — **Vierling:** Hochfrequenztechnik II: Sender, Wellenausbreitung, Modulation, Demodulation, Empfänger, Regelvorgänge, 2; Elektronenröhren, 1; Laboratorium für Hochfrequenztechnik I, 8; Elektroakustik II: Schallplatte, Tonfilm, Magnettontechnik, Raum- und Bauakustik, 2. —

Universität Heidelberg. **Becker:** Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, 3; Strahlenphysik, 1; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler (mit Stehberger), 6, für Mediziner, 3; Selbständige physikalische und physikalisch-technische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches, physikalisch-chemisches, mathematisches Kolloquium, 2. — **Wesch:** Physik und Chemie der Lenard-Phosphore, 1; Hochfrequenztechnik: Fernsehen, 1; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. außer Sonnabend. — **Teichmann:** Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus, 4; Kreiseltheorie, 1; Einführung in die vektorielle Behandlung einfacher physikalischer Probleme I, 1. — **Gentner:** Einführung in die Kernphysik, 2; Seminar über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Kernphysik (mit Maier-Leibnitz), 2 g. — **Stehberger:** Ergänzungen zum physikalischen Praktikum: Materialkonstanten, 1. — **Bandow:** Spektralanalyse: Atomspektren, 1. — **Eckart:** Angewandte Elektrizitätslehre I: Elektrische Statik, stationäre Strömung, magnetisches Feld, Induktionserscheinungen, 2. — **Maier-Leibnitz:** Das Neutron, 1. — **Kruppke:** Photometrie, Spektralphotometrie und objektive Photometrie, 1; Elektronenoptik II, 1; Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Apparate II, 1. — **Bothe:** Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn), 14tägig, 1 g. — **Schneider-Carius:** Flugmeteorologie, 2. —

Universität Innsbruck. **v. Lerch:** Physik II, 3, I, 2; Physikalisches Praktikum (mit Steinmaurer), 6, für Mediziner, 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Steinmaurer), 10. — **March:** Mechanik I, 5; Seminarübungen, 2. — **Sonvico:** Wechselstrom- und Hochfrequenztechnik, 2 g. — **Steinmaurer:** Optik, 3. — **Oberguggenberger:** Einführung in die sphärische Astronomie, 4, Übungen, 1; Praktische Beobachtungsübungen, 5. — **Ertel:** Einführung in die Geophysik, 2; Statik und Thermodynamik der Atmosphäre, 2, Übungen, 2; Meteorologisch-geophysikalisches Seminar, 2; Anleitung zu meteorologischen und geophysikalischen Arbeiten, tägl. —

Universität Jena. **Kulenkampff:** Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre, Optik, Atomphysik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker (mit Raether), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 3, für Mediziner, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten (mit Hettner und Raether) tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Goubau, Hettner, Joos, Kühl und Raether), 2 g. — **Raether:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene III: Elektrizitätslehre, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 10. — **Hettner:** Theoretische Optik, mit Übungen, 4; Theorie der Elektrizität II, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Joos:** Der metallische Zustand, 1 g. — **Goubau:** Hochfrequenztechnik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Technisch-physikalisches Seminar, 1 g; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kühl:** Geometrische Optik, 4; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Optisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Rzymkowski:** Grundlagen des Films und Tonfilms, 1 g. — **Sieberg:** Geologische Erdbebenkunde II, 1 g; Erdbebenkundliches Praktikum, nach Vereinbarung, g; Erdbebenkundliches Kolloquium, nach Vereinbarung, g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung, g. — **Martin:** Angewandte Geophysik I, 1 g; Geophysikalisches Praktikum, 2 g; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung, g. — **Siedentopf:** Physik der Sonne, 2; Wetter und Wettervorhersage, mit Übungen, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Wißhak:** Kernphysik und Sternaufbau, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Bühl:** Experimentalphysik B: Optik, Elektrizitätslehre, 4; Höhere Experimentalphysik, 2; Kleines Physikalisches Praktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Physiker, 8, Oberstufe (mit Volkmann), halbtägig, für Maschineningenieure, 3, für Elektroingenieure, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im physikalischen Institut, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Wolf und Volkmann), 14tägig, 2 g. — **Wolf:** Theoretische Physik D: Atomtheorie, 4; Quantenstatistik, 1, Übungen, 2 g; Physikalisches Praktikum: Oberstufe, halbtägig; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung; Physikalisches Seminar, 1. — Volkmann: Physik der Röntgenstrahlen, 2; Technische Optik II, 1; Physikalische Meßmethoden, 2; Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Physikalisches Praktikum für Lichttechniker, 3. — **Diem:** Meteorologische Instrumente I, 14tägig, 2; Synoptische Meteorologie, 14tägig, 2. — **Weigel:** Grundzüge der Lichttechnik II, 1; Physiologische Optik I, 2; Beleuchtungstechnik, 2,

Übungen (mit Knoll), 2; Lichttechnisches Laboratorium I (mit Knoll), 6, II, 6; Lichttechnisches Seminar (mit Knoll), 2. — **Knoll:** Lichttechnik für Architekten, 1. —

Universität Kiel. **Lochte-Holtgreven:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik und Wärme, 3, Zusatzvorlesung für Physiker und Naturwissenschaftler, 1; Physikalisches Praktikum, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld), $1^1/_2$ g. — Unsöld: Theoretische Physik, 3. — **Kroebel:** Einführung in die Verstärkertechnik, 2. —

Universität Köln. **Kirchner:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum, 7, für Mediziner, 14tägig, 2, für Fortgeschrittene, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium und Seminar, 2 g. — **Försterling:** Elektromagnetische Wellen, Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Kolloquium über Arbeiten aus dem Gebiet der Elektrodynamik, 2. — **Malsch:** Ausgewählte Kapitel der angewandten Physik, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Kober), 7; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten (mit Kober), tägl.; Technisch-Physikalisches Seminar (mit Kober), 2. — **Kober:** Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, 2; Musikalische Akustik I, 1, Übungen, 2. — **Berg:** Bioklimatologie, 1; Einführung in die Meereskunde, 1; Meteorologische Übungen, 3; Kolloquium über neuere meteorologische und geophysikalische Arbeiten, 14tägig, 2 g. —

Universität Königsberg/Pr. **Schütz:** Allgemeine Experimentalphysik II, 3; Spezielle Experimentalphysik, $1^1/_2$; Physikalisches Proseminar, 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, 10, für Pharmazeuten, 3, für Mediziner, $1^1/_2$; Einführung in das Physikalische Praktikum, $^3/_4$, Großes Praktikum für Vorgerückte, tägl.; Arbeiten zu wissenschaftlichen Arbeiten für Diplomphysiker, tägl. g; Physikalisches Kolloquium (mit Flügge und Magnus), 14tägig, $1^1/_4$. — **Zerbst:** Die Grundlagen des Luftbildlesens, 2; Die Gestaltung des Films in der Wissenschaft, mit Beispielen, 1; Anleitung zur Herstellung photographischer Aufnahmen bei vorliegenden wissenschaftlichen Arbeiten, g. — **Flügge:** Theoretische Physik II: Elektrodynamik, 4, Übungen, 2; Kernphysik, 2; Die Methoden und Ergebnisse der Physik im Rahmen der Gesamtwissenschaft, 1 g. — **Reichenbächer:** Atomtheorie, 2. — **Kretschmann:** Theoretische Physik, 4, Übungen, 2. — **Przybyllok:** Sphärische Astronomie, 3; Arbeiten auf der Sternwarte für Fortgeschrittene, g; Astronomisches Kolloquium, nach Vereinbarung, g. —

Universität Leipzig. **Hoffmann:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Licht, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum, 3 oder 6, für Mediziner usw., 2, für Vorgerücktere, 6; Selbständige physikalische Arbeiten, nach Vereinbarung; Seminar über die Arbeiten des Instituts, nach Vereinbarung, g; Physikalisches Kolloquium (mit Hund), nach Vereinbarung, g. — **Hund:** Einführung in die Mechanik, mit Übungen, 4; Theorie des Lichts, 3; Seminar über den Aufbau der Materie, nach Vereinbarung, g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schiller:** Strömungslehre II: Hydro- und Aerodynamik, 1; Physikalische Grundlagen der Flugtechnik, 1; Strömungs- und wärmetechnisches Praktikum für Vorgerücktere, 3, 6 und 9; Selbständige Arbeiten aus der technischen Strömungs- und Wärmelehre, nach Vereinbarung; Besprechung neuerer Arbeiten aus Strömungs- und Wärmelehre, nach Vereinbarung, g. — **Karolus:** Elektrotechnik I, 2, Übungen, 3; Praktikum für Vorgerücktere, 9; Selbständige Arbeiten aus der Elektrizitätslehre, nach Vereinbarung; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung, g. — **Döpel:** Hohe und tiefe Temperaturen, 2; Praktium für Vorgerücktere, 9; Selbständige Arbeiten aus der Strahlungsphysik, nach Vereinbarung. — **Möbius:** Röntgenstrahlen, 1. — **Müller:** Eigenschaften der Materie und Molekularstruktur (Ergänzung zur Experimentalphysik II), 1. — **Weickmann:** Probleme der atmosphärischen Turbulenz, 2; Über luftmassenmäßige und aerologische Wetteranalyse, 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium, nach Vereinbarung; Geophysikaliches Praktikum, nach Vereinbarung; Geophysikalisches Kolloquium, nach Vereinbarung, g. —

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, 4, für Mediziner und Zahnmediziner, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Pharmazeuten, 3, für Mediziner (mit Hückel), 2, für Fortgeschrittene, 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Hückel:** Theorie der Elektrizität, 4, Übungen und Ergänzungen, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar (mit Krafft), 2 g. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, $4^1/_2$, für Mediziner, 3; Physikalische Übungen für Anfänger A, 4, B, 4, Ergänzungskurs, 4; Demonstrationspraktikum für Mediziner, 2, für Pharmazeuten (mit Kappler), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), 1 bis $1^1/_2$ g. — **Müller:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 2; Vektor- und Dyadenrechnung in der Physik, 2. — **Rüchardt:** Ausgewählte Fragen der höheren Experimentalphysik, $1^1/_2$. — **Auer:** Angewandte Physik: Physikalische Meßmethoden, 1. — **Maue:** Physik der Atomkerne, 1. — **Kappler:** Physik der Oberfläche, 1. — **Rollwagen:** Physiologische Optik, 1. — **Schmauss:** Meteorologie I, 4, Ergänzungen und Besprechungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene, 14tägig, $1^1/_2$. — **Rabe:** Einführung in die Astrophysik, 3; Entwicklungsgeschichte des astronomischen Weltbildes, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 2 g; Besprechung neuerer Arbeiten, 2 g. —

Technische Hochschule München. **Tomascheck:** Experimentalphysik I, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Meissner und Sauter), 2 g. — **Meissner:** Technische Physik IV: Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. — **Sauter:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 2; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der theoretischen Physik,

tägl. — **Ammann:** Kinematographie I, 1. — **Brauer:** Ausgewähltes aus der Physik der Festkörper, 1. — **Franz:** Geometrische Optik, 2. — **Frank:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität I, 4; Spezielle Elektrotechnik, 2; Physikalische Übungen, 2. —

Universität Posen. **H. Mayer:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus und Licht, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Grenzflächenphysik, 1; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Döring und Justi), 14tägig, 2. — **Döring:** Theoretische Physik: Elektrizität und Magnetismus, 4, Übungen, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Justi:** Elektrische Meßtechnik I, 14tägig, 2; Einführung in die Elektrotechnik, 14tägig, 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Fischer:** Einführung in die Astrophysik, 3; Photographische Photometrie, 1, Übungen, halbtägig; Anleitung zur selbständigen Ausführung astronomischer Arbeiten, halbtägig. — **R. Meyer:** Einführung in die Geophysik, 2; Theoretische Grundlagen der Meteorologie, 2, Übungen, 1; Landwirtschaftliche Meteorologie, 2, Übungen, 1; Kolloquium zur Landeskunde des Warthelandes (mit Geisler, Spohr und Thomson), 14tägig, 2 *g*. — **Baumann:** Allgemeine Klimatologie, 2 *g*, Übungen, 2 *g*. —

Universität Prag. **Gudden:** Physik I, 3; Experimentelle Hydro- und Aerodynamik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger: a) für Physiker und Naturwissenschaftler, 6, b) für Chemiker, 12, c) für Mediziner, 2, d) für Pharmazeuten, 3, für Fortgeschrittene (mit v. Meyeren): a) für Physiker und Naturwissenschaftler, 15, b) für Chemiker, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Böhm, Findeisen, Flegler, Glaser, Kluge, v. Meyeren und Schlomka), 2 *g*. — **v. Meyeren:** Physik II: Elektrizitätslehre und Optik, 3; Aufbau der Materie I: Atombau unter besonderer Berücksichtigung der Atomspektren, 2; Seminar über ausgewählte Themen der Atomphysik, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Glaser:** Theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Elektrodynamik bewegter Körper, 2 *g*; Seminar aus theoretischer Physik, 2 *g*; Übungen aus theoretischer Physik, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium; 2 *g*. — **Karas:** Dynamik I, 3 *g*, Übungen, 2 *g*; Hydraulik I, 1 *g*; Strömungslehre II, 2 *g*; Anwendungen der Vektor- und Tensorrechnung in der Mechanik, 2. — **Flegler:** Theorie der Wechselströme, 3; Maxwellsche Theorie und ihre Anwendungen in der Elektrotechnik, 2; Meßtechnisches bzw. Röhrenpraktikum, 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Kluge:** Ausgewählte Gebiete der Technischen Physik, 4; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*. — **Schlomka:** Einführung in die Geophysik, 2; Seminaristische Übungen zur Physik und Geophysik, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*. — **Findeisen:** Aerologie: Physik der freien Atmosphäre, 2; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*. —

Technische Hochschule Prag. **Gudden:** Physik 1: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 3; Experimentelle Hydro- und Aerodynamik, 2; Physikalische Übungen, 4 Wochen, 12 und 2, für Fortgeschrittene (mit v. Meyeren), 15 und 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Böhm, Findeisen Flegler, Glaser, Kluge, v. Meyeren und Schlomka), 2. — **v. Meyeren:** Aufbau der Materie I: Atombau unter besonderer Berücksichtigung der Atomspektren, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15; Physik II: Elektrizitätslehre und Optik, 3. — **Glaser:** Theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Seminar, 2, Übungen, 2; Elektrodynamik bewegter Körper, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kluge:** Ausgewählte Abschnitte der technischen Physik, 4; Laboratoriumsübungen, technische Physik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, halbtägig, *g*. — **Lichtenecker:** Natürliche und künstliche Radioaktivität, 2. — **Flegler:** Grundlagen der Elektrotechnik II, 2; Theorie der Wechselströme, 3, Übungen, 3; Maxwellsche Theorie und ihre Anwendung in der Elektrotechnik, 2, Übungen, 2; Meßtechnisches und Röhrenpraktikum, 4; Größere Arbeiten auf dem Gebiete der allgemeinen und theoretischen Elektrotechnik, einschließlich Meß- und Entladungstechnik, tägl. — **Möller:** Gasdynamik, 2, Übungen, 1. — **Barth:** Sondergebiete der Thermodynamik, 2, Übungen, 2.

Universität Rostock. **Kunze:** Experimentalphysik II, 3; Teilgebiete der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 4, für Mediziner, 2; Seminar (Kolloquium), 14tägig, nach Vereinbarung, *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl., *g*. — **Juilfs:** Einführung in die theoretische Physik: Optik, 3, Übungen, 1; Radioaktivität und kosmische Ultrastrahlung, nebst Anwendungen, 1. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1 *g*; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 1, für Fortgeschrittene, tägl.

Universität Straßburg. **Finkelnburg:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Mediziner usw., 14tägig, 4, für Fortgeschrittene, 12; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl., *g*; Seminar über Experimentalphysik, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Fleischmann, Hellerich, Hiedemann und v. Weizsäcker), 14tägig, 2 *g*. — **v. Weizsäcker:** Mechanik, 4, Übungen, 1; Naturphilosophie, 2; Seminar für Theoretische Physik, 2 *g*. — **Fleischmann:** Physik der Atomkerne, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl., *g*. — **Hiedemann:** Angewandte Physik, 2, Übungen, 1 *g*; Schwingungslehre, 2; Physikalisch-Technisches Praktikum, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Neuert:** Physik und Technik der Röntgenstrahlen, 1. —

Universität Tübingen. **Back:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, für Mediziner, 3, für Naturwissenschaftler, 4; Aus der Gedankenwelt der heutigen Physik, allgemeinverständlich, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene I (mit Verleger), 4 oder 8, II, halbtägig; Wissenschaftliche Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kortüm, Verleger und Wolf), nach Vereinbarung. — **Wolf:** Thermodynamik, 14tägig, 6, Übungen, 1. — **Verleger:** Optische Instrumente, 2; Elektronengeräte, 1; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Klauder:** Einführung in die Astrophysik, 14tägig, 4. —

Universität Wien. **Stetter:** Elektrizität, 5, Übungen (mit Jentschke), 1 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (Physiker und Mathematiker) (mit Schintlmeister und Lintner), 6, für Naturhistoriker und Chemiker (mit Wambacher), 6, für Vorgeschrittene (mit Schintlmeister und Lintner), tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, tägl; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 g. — **Fues:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 2; Seminar über neuere Fragen der theoretischen Physik, 2. — **Kirsch:** Einführung in die Physik I, 4; Angewandte Physik, 2; Physikalische Übungen, 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Übungen in Schulversuchen für Lehramtsanwärter, 6. — **Haschek:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, 4. — **Ortner:** Kernphysik, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitut, tägl. — **Sexl:** Mechanik I, 4, Übungen, 1. — **Bauer:** Einführung in die Wellenmechanik, 2; Atomphysik, 2; Ausgewählte Kapitel der Wehrphysik, 1. — **Seidl:** Elektromagnetische Wellen, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Physik II, 4; Physikalisches Praktikum, 2. — **Sirk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4, Übungen, 2. — **Karlik:** Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Bestimmung und Zusammenhänge der atomaren Konstanten, 2. — **Schintlmeister:** Praktische Physik, 3. — **Herzog:** Randwertprobleme der Potentialtheorie, 1. — **Wambacher:** Wissenschaftliche Photographie, 2. — **Börsch:** Physik des Elektrons, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 12. — **Jentschke:** Ultrakurze Wellen, 1. — **v. Ficker:** Allgemeine Klimatologie, 2; Meteorologische Übungen für Anfänger, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2. — **Steinhauser:** Meteorologische Instrumentenkunde und Beob- achtungsmethoden, mit Übungen 2. — **Noth:** Flugwetterkunde vierwöchentlich, 2 g. —

Technische Hochschule Wien. **Mache:** Wärmelehre, 3; Physikalsche Übungen, 4; Experimentalphysik: Wärme, 2; Physikalisches Praktikum I, 8 bzw. 4, II (mit Aigner und Schober), tägl.; Physik: Wärme, 2. — **Gabler:** Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, Einführung, 1; Elektro- und Magnetoptik, 1. — **Schober:** Strahlenoptik (Geometrische Optik), 2, Elektrizität und Magnetismus, 4; Lichttechnik, $1^1/_2$. — **Flamm:** Theoretische Physik, 3, Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 2; Elektromagnetismus und Optik, 2. — **Hofbauer:** Physik: Raum und Bauakustik, $3^1/_2$; Raumakustik, $1^1/_2$. — **Bauer:** Atomphysik: Einführung in die Wellenmechanik, 2, Bau der Elektronenhülle und des Atomkernes, $1^1/_2$; Ausgewählte Kapitel der Wehrphysik, 1. — **Mader:** Einführung in die Physikalische Geodäsie, 2. — **Schrott:** Graphische Industrie: Reproduktion von Plänen und Karten, 1; Photographische Meß- und Untersuchungsverfahren einschließlich Kinematographie, 2, Übungen, 2; Praktische Photographie, 1, Übungen, 4. — **Aigner:** Hochfrequenztechnik, 3, Rechenübungen, $1^1/_2$; Elektrooptik: Fernsehen, $1^1/_2$. —

Universität Würzburg. **Harms:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Mathematiker und Naturwissenschaftler (mit Gailer), 6 und 3, für Mediziner, 2, für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zum selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Ott:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1 g; Thermodynamik, 2. — **Gailer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene, 2; Die Physik der medizinischen Röntgentechnik, 1; Besprechung ausgewählter Abschnitte aus der Experimentalphysik, 14tägig, 1 g. —

Universität Zürich. **Meyer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1, Repetitorium, 1, Seminar, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerückte, halbtägig; Physikalisches Praktikum: Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2, Theoretische Ergänzungen, 1 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel), 2 g. — **Wentzel:** Mechanik der Massenpunkte und der starren Körper, 4, Übungen, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Stueckelberg), 2 g; Quantentheorie der Strahlung, 2. — **Ratnowsky:** Tensoranalysis, 2. — **Brunner:** Allgemeine Astronomie, 3, Übungen, 2; Einführung in die Astrophysik, 3; Sphärische Astronomie, für Geographen als Vorbereitung für die geographische Ortsbestimmung, 2, Übungen, 1. — **Götz:** Gesetzmäßigkeit und Zufall in meteorologisch-geophysikalischen Beobachtungen, mit Übungen, 1. — **Lugeon:** Allgemeine Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. —

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik I: Mechanik, Wellenlehre, Optik, 4, Übungen, 1 und 2; Ausgewählte Kapitel und Anwendungen der Kernphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium, 2; Leitung selbständiger Arbeiten in Physik, 8, 12, und 24 — **Tank:** Experimentalphysik: Mechanik und Elektrizität, 3, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik II, 2, Praktikum, 3, 6 und 12, Diplomarbeiten, nach Vereinbarung; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24. — **Ackeret:** Aerodynamik, 2; Kolloquium, 1; Übungen, 3; Flugtechnische Aerodynamik II, 1; Impuls- und Energieaustausch in bewegten Gasen, 1; Konstruktionsübungen im Luftfahrzeugbau (mit Amstutz), 9; Diplomarbeiten im Luftfahrzeugbau (mit Amstutz), nach Vereinbarung; Leitung selbständiger Arbeiten in Aerodynamik, nach Vereinbarung. — **Amstutz:** Flugzeugstatik II und Flugzeugbau, 5; Diplomarbeiten im Luftfahrzeugbau, nach Vereinbarung; Selbständige Arbeiten für Vorgerücktere, nach Vereinbarung. — **Baumann:** Einführung in die Fernmeldetechnik II, 3; Theoretische Grundlagen der Fernsprechtechnik, 4; Praktikum in Schwachstromtechnik und Elektroakustik (mit Furrer), 3 und 6; Mitwirkung bei den Diplomarbeiten, nach Vereinbarung; Leitung selbständiger Arbeiten, 8, 12 und 24. — **Bernays:** Mathematische Logik, 3. — **E. Brandenberger:** Röntgenographische Untersuchungen in der Chemie, mit Übungen, 2. — **Brunner:** Allgemeine Astronomie, 3 Übungen, 2; Sphärische Astronomie, 2, Übungen 1; Einführung in die Astrophysik, 3. — **Busch:** Dielektrika, 2; Kurs für Feinmechanik, 2. — **Fierz:** Theorie der leichten Atomkerne, 2. — **Fischer:** Fernsehen I, 2; Leitung selbständiger Arbeiten für technische Physik, tägl. — **Furrer:** Elektroakustik I: Theoretischer Teil, 2; Raum- und Bauakustik, 2; Mithilfe bei der Leitung des Akustischen Laboratoriums, 2. — **Gassmann:** Potentialtheorie, 3, Übungen, 1; Angewandte Geophysik, 2; Geophysi-

kalische Übungen, 3; Leitung selbständiger Arbeiten im Institut für Geophysik, 8, 16 und tägl. — **Gutersohn:** Wetter- und Klimalehre, 2. — **Kuhlmann:** Theoretische Elektrotechnik II und Meßtechnik, 5; Kolloquium, 1; Elektrotechnisches Praktikum I, 8, Starkstrom, 4; Grundzüge des elektrischen Netzschutzes gegen Überströme und Kurzschlüsse, 1; Diplomarbeiten im Laboratorium, nach Vereinbarung; Leitung selbständiger Arbeiten für Vorgeschrittene, nach Vereinbarung. — **Lugeon:** Allgemeine Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. — **Offermann:** Ausgewählte Kapitel der elektrischen Meßtechnik, 2. — **Ratnowsky:** Spezielle Didaktik des Physikunterrichts an der Mittelschule, 2. — **Rüst:** Photographie I, 2; Kinematographie, mit besonderer Berücksichtigung des Schmalfilms, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Bandenspektren, 2. — **Stahel:** Elektronen, 1. — **Stückelberg:** Quantentheorie der Elementarpartikel, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Wentzel), 2. — **Wäffler:** Spektroskopie: Atomspektren, Starkeffekt, Zeemaneffekt, 2. — **Waldmeier:** Spektralanalyse der Himmelskörper, 2. — **Wentzel:** Statistische Mechanik, 3, Übungen, 1; Quantentheorie der Strahlung, 2. —

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

H. E. Hollmann, Erzeugung und Verstärkung von Dezimeter- und Zentimeterwellen. Sonderdruck aus Telegraphen-, Fernsprech-, Funk- und Fernsehtechnik, Band 31, Heft 11, 12 (1942) und Band 32, Heft 1, 2, 3 (1943). 44 Seiten, 111 Abbildungen. Verlag Richard Dietze, Berlin W 62. Preis RM. 3,70.

Die Erzeugung und Messung ultrakurzer elektrischer Wellen gehört zu aktuellsten Gebieten der Physik. Die Entwicklung von Brems- und Magnetfeldröhren, Pendelvervielfachern und Triftröhren hat eine stürmische Entwicklung einzelner Zweige der Hochfrequenztechnik zur Folge, so daß es nicht leicht ist, den Stand der Forschung durch nicht bald wieder veraltende Lehrbücher darzustellen. Der Verfasser verzichtete deshalb auf eine Neuauflage des Werkes: Physik und Technik der ultrakurzen Wellen, und veröffentlicht als zusammenfassenden Bericht: Erzeugung und Verstärkung von Dezimeterwellen und Zentimeterwellen. Während bisher die Auffassung herrschte, daß mit wachsender Frequenz Wirkungsgrad und Leistung eines Senders außerordentlich absinken, zeigt der Verfasser, daß es durch elegante Ausnutzung der Laufzeiteffekte gelungen ist, Leistungen bis zu mehreren 100 Watt bei einem Wirkungsgrad von über 50 Proz. im Zentimetergebiet zu erzeugen.

Die geschichtliche Entwicklung der Ultrakurzwellentechnik gibt einen vorgegebenen Rahmen für die Darstellung. Es kommt dem Verfasser in erster Linie darauf an, die physikalischen Vorgänge bei Elektronenpendelungen, Rollkreis-, Laufzeitschwingungen und Laufzeitkompression einem größeren Kreis von Physikern zugänglich zu machen. Bei rückgekoppelten Systemen werden Maßnahmen für LC.-Verkleinerung (Resotankkreise) besprochen. Die mehr historisch und für das Verständnis der Schwingungserzeugung bedeutsamen Bremsfeldröhren leiten zu einem Kapitel über Magnetfeldröhren, besonders mit Schlitzanode (Habannschwingungen) über. Turbinenröhre, Pendelvervielfacher (Farnworth), Triftröhren (Klystron) werden ausführlich behandelt. Plasmaschwingungen und Funkenerzeuger bilden den Abschluß des höchst lesenswerten Heftes. Zahlreiche Literaturhinweise leiten zu eingehendem Studium hin.

W. Holzmüller

J. Eggert und H. Gajewski, Einführung in die Technische Röntgenphotographie. Gr.-8°. VII und 224 Seiten. Mit 102 Figuren. Leipzig 1942. S. Hirzel. Geb. RM. 10,—.

Die theoretischen Grundlagen, wie Zusammensetzung der Röntgenstrahlung, Schwächungsgesetze, röntgenphotographischer Prozeß werden entwickelt. Im praktischen Teil des Buches werden die Röntgengeräte und das photographische Aufnahmematerial behandelt. E. Schiebold stellt in einem größeren Abschnitt die Aufnahmetechnik und Anwendungsgebiete der Röntgen-Grobstrukturuntersuchung dar. Den Abschluß bilden Abschnitte über die Verarbeitung der Röntgenfilme, Schutzmaßnahmen, Behandlungsfehler, Rezepte und Vorschriften. Reiches Bildmaterial unterstützt die gemachten Ausführungen. Die Behandlung des Stoffes ist elementar, dabei aber trotz der Fülle des Gebotenen so eingehend und klar, daß nicht nur der in der Grobstrukturuntersuchung tätige Techniker, sondern auch der Physiker das Buch gerne zur Hand nehmen wird. W. Hofmann

F. Matossi, Der Raman-Effekt. Gr.-8°. 76 Seiten. Mit 24 Abbildungen und 9 Tabellen. Braunschweig 1944. F. Vieweg & Sohn. Geh. RM. 7,20.

In der Reihe „Verfahrens- und Meßkunde der Naturwissenschaft" (Herausgeber Oberreg.-Rat Dr. H. Ebert) liegt jetzt Heft 7 von F. Matossi über den Raman-Effekt vor. Es ist der Zweck der Sammlung, die vielfach nicht unmittelbar zugänglichen Anweisungen für die Verfahren und Meßmethoden zu sammeln und trotz knapper Angaben ausführlich genug verfügbar zu machen. In diesem Sinne kann sich diese Zusammenstellung, die Matossi für die Methodik des Smekal-Raman-Effektes gegeben hat, sehr wohl neben dem bekannten Werk von K. W. F. Kohlrausch behaupten. Der Inhalt gliedert sich: I. Allgemeine Grundlagen, die den Smekal-Raman-Effekt im Zusammenhang mit den verwandten Erscheinungen der Streuung und der Fluoreszenz umfassen; II. Experimentelle Hilfsmittel, die knapp, aber nicht unvollständig aufgezählt und kritisch behandelt werden; III. Anwendungen des Effektes als Forschungsmethode

auf Eigenschwingungen von einfacheren Molekülen, auf organische Moleküle und auf Kristalle. Für jeden, der nicht überwiegend den Problemkreis des Smekal-Raman-Effektes bearbeitet, gibt das Büchlein einen ausgezeichneten Überblick über die experimentellen Eigenarten und die Leistungsfähigkeit dieser an Bedeutung stets wachsenden Forschungsmethode. — Es wäre lediglich zu begrüßen gewesen, wenn der Verfasser — trotz seines Hinweises auf S. 4 — die Bemühungen Kohlrauschs, die Bezeichnung „Smekal-Raman-Effekt" ausschließlich zu benutzen, unterstützt hätte.

H. Haber

Dechema-Monographien. Band 12. Nr. 109 bis 116. Gr.-8°. XIV und 141 Seiten. Mit 92 Figuren. Berlin 1942. Verlag Chemie. RM. 6,60.

Von den 8 Abhandlungen dieses Bandes sollen an dieser Stelle nur einige genannt werden. E. Siebel behandelt die „wissenschaftlichen Grundlagen beim Bau von Druck- und Dampfkesseln". Seine Ausführungen betreffen vor allem die Ermittlung der Festigkeitswerte bei hohen Temperaturen, der Spannungsverteilung in Bauteilen, sowie Versuche bei Betriebstemperaturen. F. Penzig beschreibt die Thermocolorfarben, d. h. Farbkörper, die bei bestimmten Temperaturen Farbumschläge erleiden, die auch beim Abkühlen bestehen bleiben. R. Scherer sowie W. Tofaute befassen sich mit den nickelfreien und nickelarmen rost- und säurebeständigen Stählen. Die Verwendung von Stickstoff als Stahllegierungselement sei als besonders bemerkenswerter Punkt dieser Abhandlung hervorgehoben. H. J. Rocha erörtert das Verhalten der säurebeständigen Stähle in verschiedenen Medien vor allem unter dem Gesichtspunkt der Stromdichtepotentialkurven. Weitere Aufsätze behandeln Zink und Zinklegierungen und die Phosphatschutzschichten von Metallen. In dem Band werden verschiedene neue Entwicklungen dargestellt, er bietet eine Fülle von Belehrung und Anregung.

W. Hofmann

Dechema-Monographien Nr. 117—142. Bd. 13. Berlin 1943. Verl. Chemie. RM. 7,50.

Der vorliegende Band enthält wiederum 26 Vorträge, in denen wichtige technische und konstruktive Neuerungen auf dem Gebiete der Werkstoffanwendung in der chemischen Technik behandelt werden. So erfährt man z. B. über die Möglichkeiten der Anwendung von Vinidur und Oppanol, zwei Kunststoffen, als Baustoffe und Plattierungsmaterial, von Neuerungen auf dem Gebiete der Metallplattierung, von neuartigem Einsatz des Glases durch besondere Konstruktionen usw. Zum wesentlichen Teile interessiert das Gebrachte mehr den chemischen Apparatebauer und Ingenieur. Der Physiker kann jedoch ebenfalls Anregungen für neue experimentelle Möglichkeiten in gewissem Umfang beim Durchblättern des Heftes erhalten.

F. H. Müller

K. Josch, Gußeisen als Baustoff. Gr.-8°. 79 Seiten. Mit 33 Figuren. Stuttgart 1943. Franckssche Verlagsbuchhandlung. Kartoniert RM. 3,60.

Gußeisen bietet eine Reihe interessanter Eigenschaften, die zum Teil mit der Tatsache zusammenhängen, daß etwa ein Zehntel seines Volumens durch Graphit eingenommen werden. Dementsprechend sind Abweichungen, vom Hookeschen Gesetz vorhanden und ist das Verhalten bei Zugbeanspruchung ein ganz anderes wie unter Druck. Gußeisen besitzt hohes Dämpfungsvermögen und nur eine geringe Kerbempfindlichkeit bei Schwingungsbeanspruchung — Verfasser gibt einen Überblick über die Zusammensetzung, die Eigenschaften und die Besonderheiten des Gußeisens, sowie über die Möglichkeiten seiner Veredlung. In dem Abschnitt über den Gefügeaufbau vermißt man einen Hinweis auf das diesbezügliche Standardwerk, den Atlas metallographicus von Hanemann und Schrader, Band II. Dieser Abschnitt enthält einige Unklarheiten, so ist z. B. das Ledeburiteutektikum des weiß erstarrten Gußeisens nicht genügend herausgearbeitet, oder in nicht ganz einwandfreier Weise dem Graphiteutektikum des Graugusses ein bestimmter Schmelzpunkt zugeschrieben. Im ganzen gesehen, vermittelt der Band eine gute Übersicht unseres Wissens vom Gußeisen und kann in diesem Sinne empfohlen werden.

W. Hofmann

Wilhelm H. Westphal, Physikalisches Praktikum. 8°. VIII und 376 S. 3. Auflage. Mit 106 Abbildungen und 6 graphischen Tabellen. Braunschweig 1943. Friedr. Vieweg & Sohn. Gebunden RM. 9,60.

Die neue Auflage ist im wesentlichen ein unveränderter Abdruck der zweiten (vgl. diese Zeitschrift **43**, 168, 1942). Neu sind die Beweise für einige Gleichungen der Fehler- und Ausgleichsrechnung, die in einem Anhang gegeben sind.

Möbius

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Berlin Dr. Gerhard Schramm für Chemie, an der Universität Graz Dr. Ernst Ledinegg für theoretische Physik, an der Universität Würzburg Dr. Artur Kohaut für technische Physik, an der Universität Erlangen Dr. Hans Fiesselmann für Chemie.

Ernannt: Oberregierungsrat und Direktor der Reichsanstalt für Holzforschung Dr. Gustav-Adolf Kiewitz zum Honorarprofessor für chemische Technologie des Holzes an der Forstlichen Hochschule in Eberswalde.

Gestorben: Der ord. Professor für Gasindustrie und Brennstofftechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Geh. Hofrat Dr. Karl Bunte, der ord. Professor für Agrikulturchemie an der Technischen Hochschule München Dr. Hans Niklas.

Zur Veröffentlichung in den nächsten Heften der Physikalischen Zeitschrift wurden angenommen:

P. Schulz, Bestimmung der Temperatur in Hochdruckbögen aus den Linienbreiten. (12 Spalten, 5 Figuren.) Eingegangen am 13. Oktober 1944. (Zusammenfassender Bericht.)

W. Riezler, Verlauf des Wirkungsquerschnitts einiger Kernreaktionen in Abhängigkeit von der Energie der aufgeschossenen Deuteronen. (7 Spalten, 5 Figuren.) Eingegangen am 6. Dezember 1944

Zusammenfassung

Für Deuteronenenergien bis zu 6 MeV wird der Verlauf des Wirkungsquerschnitts folgender Reaktionen untersucht: $Al^{27}(d, p)Al^{28}$, $Si^{30}(d, p)Si^{31}$ und $C^{12}(d, n)N^{13}$.

Der Wirkungsquerschnitt für die beiden ersten Reaktionen steigt im untersuchten Bereich im allgemeinen kontinuierlich mit der Energie an; jedoch zeigt die Siliziumkurve für verhältnismäßig niedrige Deuteronenenergien kleine Unregelmäßigkeiten. Die Steilheit der Anstiegsfunktion wird für Aluminium von 4,5 MeV, für Silizium von 5 MeV an merklich flacher. Der Wirkungsquerschnitt für $C^{12}(d, n)N^{13}$ zeigt bei 4,2 MeV ein sehr ausgeprägtes Maximum.

Manfred von Ardenne, Zur Sichtbarmachung von Störungen oder Inhomogenitäten magnetischer und elektrischer Felder mit der elektronenoptischen Schneidenmethode (Schlierenmethode). (4 Spalten, 5 Figuren.) Eingegangen am 14. Dezember 1944.

Zusammenfassung

Die Schneidenmethode der Lichtoptik wird elektronenoptisch nachgebildet. Im Vergleich zu den Verhältnissen bei der Lichtoptik besteht eine außerordentlich viel höhere Empfindlichkeit, so daß auch solche Feldstrukturierungen abgebildet werden können, die mikroskopische oder submikroskopische Feinheit aufweisen. Wie praktische Versuche zeigen, lassen sich in vielen Fällen die Körper, welche die Feldinhomogenitäten bedingen, mit übermikroskopischer Auflösung gleichzeitig mitabbilden. Als Beispiel für den Einsatz der Methode werden u. a. Schattenbilder von einem Übermikroskopobjektiv mit ungestörter und absichtlich gestörter Rotationssymmetrie gebracht.

F. Bopp, Felder und Teilchen. (26 Spalten, 3 Figuren.) Eingegangen am 16. Dezember 1944. (Zusammenfassender Bericht.)

Zusammenfassung

Am Anfang der Feldtheorie der Elementarteilchen steht die Erkenntnis der Unzulänglichkeit der Maxwellschen Gleichungen in der Umgebung des Elektrons. Frühe Versuche zur Behebung des Singularitätenproblems diskutieren einzelne, naheliegende, im übrigen aber willkürliche Abänderungen der Maxwellschen Gleichungen. Sie zeigen, daß die Singularitätenschwierigkeit nicht der Feldvorstellung überhaupt, sondern nur speziellen Ansätzen eigentümlich ist. Darüber hinaus bleiben sie unbefriedigend, weil die Kluft zwischen der Konzeption der Theorie und ihrer Anwendung auf die spärlich vorliegende Erfahrung noch sehr groß ist. In einer Reihe von Arbeiten, über die wir hier zusammenhängend berichten, haben wir uns (zunächst im klassischen Bereich) weitgehend von speziellen Ansätzen gelöst, um allgemeine Gesichtspunkte zu erkennen, die die Mannigfaltigkeit der möglichen Ansätze einengen.

Diese sind in folgenden fünf Forderungen zusammengefaßt: I. Coulombbedingung, II. Photonenbedingung, III. Endlichkeitsbedingung, IV. Strahlungsbedingung, V. Bedingung der Massenstabilität. Die erste und dritte sind selbstverständlich und stets in früheren Ansätzen berücksichtigt worden. Sie besagen, daß sich das statische Potential weit draußen dem Coulombfeld anschmiegt und daß die Selbstenergie des Teilchens endlich ist. Die vierte Bedingung übernimmt die Strahlungskraft der Maxwellschen Theorie unverändert. Sie ist hypothetisch und könnte durch spätere Erfahrungen abgeändert werden. Besonders einschneidend sind die Bedingungen II und V. Die Notwendigkeit der zweiten wurde mit besonderem Nachdruck von Stueckelberg betont. Sie besagt speziell, daß das Elektron nur Quanten positiver Energie, und etwas allgemeiner, daß es überhaupt nur Photonen aussenden darf. Die Bedingung der Massenstabilität geht auf die aus den Feldgleichungen folgenden Bewegungsgleichungen zurück und ist von ähnlich grundlegender Bedeutung wie das Problem der Selbstenergie, von dem es zu unterscheiden ist.

Unter dem Einfluß beschleunigender Kräfte ändert ein Teilchen sein mitgeführtes Feld und damit im allgemeinen Selbstenergie und Masse. Kehrt es, nachdem es aus seiner geradlinig, gleichförmig durchlaufenen Bahn herausgerissen ist, wieder in den feldfreien Raum zurück, so hört die Deformation des Eigenfeldes nicht sofort auf, was eine Nachwirkung der äußeren Kräfte zur Folge hat. Je nach dem speziellen Ansatz der Feldgleichungen ergeben sich zwei Möglichkeiten. Im einen Fall kehrt das Teilchen nach seiner Wechselwirkung mit dem äußeren Feld nicht mehr zur geradlinigen und gleichförmigen Bewegung zurück. Die Geschwindigkeit nimmt unter ständigem Massenschwund zu. Wessel und Dirac haben zum erstenmal an einem speziellen Beispiel auf die Bedeutung dieser Erscheinung hingewiesen, die lange Zeit unbeachtet geblieben ist. Nur im andern Fall, wenn das Teilchen nach der Störung wieder in die Gleichgewichtsbahn zurückkehrt, stellt diese einen stabilen Zustand dar. Von einer die wirklichen Verhältnisse beschreibenden Theorie müssen wir fordern, daß sich die Masse selbst stabilisiert. Dies geschieht in Bedingung V.

Von der Entwicklung des formalen Apparates erwähnen wir: Die Formulierung und Auflösung der Feldgleichungen, die Aufstellung des Hamiltonschen Prinzips und des Energiesatzes und vor allem die Ableitung und Diskussion der Bewegungsgleichungen, in denen die Beschleunigung durch ein Integral über einen entsprechenden Differenzenquotienten ersetzt wird. Die Bewegungsgleichungen schließen die vollständige Formulierung des relativistischen Mehrkörperproblems ein.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig. — Druck: Bibliographisches Institut AG. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany. RPK. II/140

Die Tafeln XXVII–XXXIII zur Arbeit: **Richter**, „Die amorphe Struktur von Metalloiden, Metallen und Legierungen" in Heft 19/20 des 44. Jahrganges werden in Kürze nachgeliefert.

Wir bitten dies zu berücksichtigen und den Jahrgang nicht verfrüht binden zu lassen.

SCHRIFTLEITUNG UND VERLAG